Office - Peters Hall

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

DEC 5 1925

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Leitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 20. Ausgegeben am 16. November 1925. No. 696. Printed in Germany. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

Cl. Schaefer u. C. Bormuth, Farbige Photographien von Linienspektren.

Vorträge und Diskussionen des III. Deutschen Physikertages in Danzig vom 10. bis 16. September 1925:

H. Lorenz, Magnetische Hysteresis als Reibungseffekt.
F. Wever, Über die Konstitution des Eisens.
O. v. Auwers, Über den Einfluß der Korngröße auf die magnetischen Eigenschaften silizierter Bleche.
F. Stäblein, Über Dauermagnete.
A. Smekal, Über den Einfluß von Kristallgitterporen auf Molekülbeweglichkeit und Festigkeit.
W. Molthan, Beiträge zur Theorie der Diffusionsluftpumpen.
E. Brüche, Das Flächenmanometer, ein verbessertes Quarzfadenmanometer.
R. Fürth, Diffusionsversuche an Lösungen.
O. Blüh, Untersuchung von Kolloidpartikeln im Wechselfeld.

Besprechungen:

F. M. Exner, Dynamische Meteorologie.
Ariel, Das Relativitätsprinzip der musikalischen Harmonie. Bd. I.
W. Georgii, Wettervorhersage.
A. Schulze, Die elektrische und Wärme-Leitfähigkeit. — 2. u. 3. Lieferung.
C. Heinke, Einführung in die Elektrotechnik.
B. Bavink, Ergebnisse und Probleme der Naturwissenschaft.
J. Poeschel, Einführung in die Luftfahrt.
A. Gockel, Das Gewitter.
E. Mach, Populärwissenschaftliche Vorlesungen.

Personalien.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Einführung in die höhere Mathematik

für Studierende und zum Selbststudium

Von

Dr. Hans v. Mangoldt, Dr. ing.

Geh. Reg.-Rat und Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule zu Danzig.

3 Bände

I. Band: **Anfangsgründe der Infinitesimalrechnung und der analytischen Geometrie.** Mit 132 Figuren. 4. Auflage. 1923. XVII u. 516 S. m. Reg. Groß-8°. Ungeb. M. 13.50, geb. M. 16.–.

II. Band: **Differentialrechnung.** Mit 99 Figuren. 4. Auflage. 1925. XII u. 531 S. m. Reg. Groß-8°. Ungeb. M. 13.50, geb. M. 16.—.

III. Band: **Integralrechnung.** Mit 115 Figuren. 3. Auflage. 1922. XII u. 571 S. m. Reg. Groß-8°. Ungeb. M. 13.50, geb. M. 16.—.

Unter den neueren Lehrbüchern der höheren Mathematik erfreut sich das vorliegende mit Recht ganz besonderer Wertschätzung, und der Kreis derer, die das Werk mit Nutzen zu Rate ziehen, ist, wie u. a. die rasche Folge neuer Auflagen zeigt, in ständigem Wachsen begriffen. Es handelt sich hier um eine mit größter Sorgfalt und methodischer Gründlichkeit durchgeführte Darstellung der Grundlagen und des Aufbaues der höheren Mathematik, deren Anschaulichkeit jede Schwierigkeit des Verständnisses ausschaltet. Den auf der elementaren Kenntnis aufgebauten allgemeinen Entwicklungen werden durchweg eine Reihe spezieller Beispiele angefügt, deren Durchrechnung in allen Einzelheiten verfolgt wird. Der Studierende der Mathematik oder benachbarter, auf höhere Mathematik angewiesenen Wissensgebiete erhält dadurch eine Anführung, die ihn zu selbständigem Fortschreiten auf dem behandelten Gebiet befähigt, während anderseits auch derjenige, dessen Aufgaben ihn mehr gelegentlich auf höhere Mathematik hinweisen, ein Orientierungsmittel findet, das in den meisten Fällen die mathematischen Schwierigkeiten dieser Aufgaben wird beseitigen können.

Kürzlich ist erschienen:

Lehrbuch der organischen Chemie

Von

Prof. Dr. J. Braun

Direktor des chemischen Instituts der Universität Frankfurt a. M.

XII und 508 Seiten mit Register. Lex.-8°. 1925. Geh. M. 22.—, Ganzleinen M. 24.—

Das Buch teilt sich in Einleitung, allgemeiner, spezieller und geschichtlicher Teil. Vollkommen neu an dem Lehrbuch ist, daß die charakteristischen, in organischen Verbindungen vorkommenden Gruppen (nicht, wie gewöhnlich, die Art des Kohlenstoffskeletts) zum Haupteinteilungsprinzip genommen werden. Zusammengehörende Gebiete sind in Sonderkapiteln zusammengefaßt und mit Rücksicht auf ihre praktische Bedeutung ausführlich beschrieben. Den Schluß bildet eine eingehendere Schilderung des Entwicklungsganges der organischen Chemie.

Interessenten: Chemiker, Studierende der Chemie, Chemische Industrie usw.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 20. 15. Oktober 1925. Redaktionsschluß für No. 22 am 5. November 1925. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

Cl. Schaefer u. C. Bormuth, Farbige Photographien von Linienspektren. S. 697.

Vorträge und Diskussionen des III. Deutschen Physikertages in Danzig vom 10.—16. September 1925:

H. Lorenz, Magnetische Hysteresis als Reibungseffekt. S. 698.

F. Wever, Über die Konstitution des Eisens. S. 698.

O. v. Auwers, Über den Einfluß der Korngröße auf die magnetischen Eigenschaften silizierter Bleche. S. 699.

F. Stäblein, Über Dauermagnete. S. 700.

A. Smekal, Über den Einfluß von Kristallgitterporen auf Molekülbeweglichkeit und Festigkeit. S. 707.

W. Molthan, Beiträge zur Theorie der Diffusionsluftpumpen. S. 712.

E. Brüche, Das Flächenmanometer, ein verbessertes Quarzfadenmanometer. S. 717.

R. Fürth, Diffusionsversuche an Lösungen. S. 719.

O. Blüh, Untersuchung von Kolloidpartikeln im Wechselfeld. S. 722.

Besprechungen:

F. M. Exner, Dynamische Meteorologie. S. 724.

Ariel, Das Relativitätsprinzip der musikalischen Harmonie. I. S. 725.

W. Georgii, Wettervorhersage. S. 726.

A. Schulze, Die elektrische und Wärme-Leitfähigkeit. 2. u. 3. Lieferung. S. 726.

C. Heinke, Einführung in die Elektrotechnik. S. 727.

B. Bavink, Ergebnisse und Probleme der Naturwissenschaften. S. 727.

J. Poeschel, Einführung in die Luftfahrt. S. 728.

A. Gockel, Das Gewitter. S. 728.

E. Mach, Populärwissenschaftliche Vorlesungen. S. 728.

Personalien. S. 728.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Farbige Photographien von Linienspektren.

Von Cl. Schaefer und C. Bormuth.

Jeder, der eine Experimentalvorlesung vor zahlreichen Hörern zu lesen hat, hat den Übelstand empfunden, daß man einem so großen Auditorium gewisse charakteristische Spektren, z. B. das Balmer-Spektrum des Wasserstoffs, das Neon- und Heliumspektrum nicht objektiv, d. h. allen Hörern zugleich, zeigen kann, man vielmehr gezwungen ist, jeden Hörer einzeln an das Spektroskop herantreten zu lassen. Da wir uns in der letzten Zeit viel mit farbigen Photographien beschäftigt haben, haben wir deshalb versucht, farbige Spektralphotographien herzustellen, die man projizieren und damit dem ganzen Auditorium sichtbar machen kann. Es bedarf keiner Worte, daß eine solche farbige Spektralphotographie dem Hörer einen ganz anderen Eindruck vermittelt, als ein gewöhnliches Spektrogramm. Wir haben es mit gutem Erfolge bei Neon-Helium, Wasserstoff (Balmerspektrum und Bandenspektrum) ausgeführt. Bei Quecksilber sind die Ergebnisse weniger befriedigend aus einem Grunde, der nachher erörtert werden soll.

Die Spektrogramme haben wir auf der Agfa-Farbenplatte aufgenommen. Diese ist bekanntlich auf eine bestimmte spektrale Helligkeitsverteilung abgestimmt, nämlich die Nitralampe, benutzt man andere Lichtquellen (Sonne, Bogenlampe usw.), so muß man geeignete Filter vorsetzen, damit die Farben den natürlichen möglichst ähnlich werden. Bei einer Spektralphotographie hat es natürlich keinen Sinn, Filter vorzusetzen, und um die einzelnen Farbtöne richtig herauszubringen, muß man die verschiedenen Spektralgegenden verschieden lange belichten, z. B. Grün kürzer als Rot usw. Das kann durch Einlegen von passenden Blenden aus schwarzem Papier in die Kassette des Spektrographen geschehen, die man sich nach dem Bilde des Spektrums auf der Mattscheibe schneidet. In dieser Weise haben wir bei den oben genannten Spektren sehr gute Erfolge erzielt und wir können das Verfahren für die Vorlesung sehr empfehlen.

Beim Photographieren des *Hg*-Spektrums zeigte sich die Tatsache, daß die gelbe Quecksilberlinie (579 $\mu\mu$) stets grün von der Platte wiedergegeben wurde, welche Belichtungszeiten man auch verwendete; im Gegensatze dazu wurde die *D*-Linie des Natriums (589 $\mu\mu$) richtig orange-gelb wiedergegeben. Woran liegt dieser Unterschied?

Damit die Farbenplatte überhaupt „gelb" reproduzieren kann, muß eine Mischung von Rot und Grün stattfinden, d. h. für spektrales Gelb muß sowohl das rote als das grüne Korn des Rasters in geeigneter Weise durchlässig sein. Für Natriumlicht (589 $\mu\mu$) ist dies bei dem Agfaraster in der Tat der Fall, für die nur 10 $\mu\mu$ kleinere Wellenlänge der gelben Quecksilberlinie nicht mehr: das Rot des Rasters ist dafür sehr viel undurchlässiger als das Grün. Man kann sich davon leicht überzeugen, wenn man das Agfaraster unter dem Mikroskop betrachtet und entweder mit *Na*-Licht oder mit

der gelben Quecksilberlinie beleuchtet. Im ersteren Falle sieht man dunkle und helle Flecken: die ersteren entsprechen den blauen Körnern des Rasters, die Gelb nicht durchlassen; die letzteren den roten und grünen Körnern, die das Natriumlicht so gleichmäßig durchlassen, daß unter den genannten Bedingungen die roten und grünen Körner überhaupt nicht unterschieden werden können; hier sind eben die Voraussetzungen für das Zustandekommen einer Gelbmischung erfüllt. Ein ganz anderes Bild erhält man bei Beleuchtung mit der gelben Quecksilberlinie: hell erscheinen hier nur die grünen Körner, die roten und blauen dunkel (und zwar die letzteren noch etwas dunkler als die ersteren). Hier kommt das Rot nicht mehr zur Mitwirkung und die gelbe Quecksilberlinie muß grün erscheinen. Auffällig erschien uns zuerst, bevor wir diese Versuche gemacht hatten, daß eine so kleine Wellenlängendifferenz einen solchen Unterschied bedingen sollte; aber auch die genaue Messung der Durchlässigkeitskurve der roten, grünen und blauen Rasterkörner mit dem Spektralphotometer bestätigt das Gesagte. Um ein Mißverständnis zu vermeiden, sei noch folgendes hinzugefügt: Man kann aus Lithiumrot und Thalliumgrün sowohl die *D*-Linie des Natriums als auch die gelbe Quecksilberlinie dem Farbton nach herstellen, so daß sie für das menschliche Auge von den spektralen Farben ununterscheidbar sind. Diese Mischungen werden selbstverständlich beide von der Agfaplatte richtig im Farbton wiedergegeben, nämlich gelb. Damit hängt es auch zusammen, daß die Farbplatten, so glänzend sie zum Teil die Körperfarben wiedergeben, die ja Mischfarben sind, so wenig befriedigen bei der Aufnahme etwa des kontinuierlichen Spektrums.

Marburg, Physikalisches Institut der Universität, im Oktober 1925.

(Eingegangen 10. Oktober 1925.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES III. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN DANZIG VOM 10.—16. SEPTEMBER 1925.

H. Lorenz (Danzig-Langfuhr), Magnetische Hysteresis als Reibungseffekt[1].

Auf Grund der Vorstellung einer Drehung kleiner Magnetpaare im Innern eines Eisenstabes durch das Erregerfeld gegen elastische und Reibungs-Kräfte sowie einer einfachen Näherungsformel für deren Verteilung werden zunächst die Gleichungen der Magnetisierungskurve aus dem neutralen Zustande abgeleitet. Daraus ergeben sich dann diejenigen der symmetrischen und asymmetrischen bequem zu verzeichnenden Hysteresisschleifen in hinreichender Übereinstimmung mit der Erfahrung, die sich auch auf den Hysteresisverlust für schwache Magnetisierungen erstreckt.

Diskussion.

Herr Kaufmann: Die weitgehende Übereinstimmung mit der Erfahrung, welche das interessante mechanische Modell der magnetischen Hysteresis zeigt, das Herr L. uns entwickelt hat, erscheint durchaus plausibel, wenn man die rechnerischen Grundlagen mit denen der Weissschen Theorie vergleicht. Der kritischen Feldstärke, welche einen Weissschen Elementarkristall zum Umklappen bringt, entspricht die maximale Reibung bei L. Der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Kristallvektoren über die Oberfläche der Einheitskugel entspricht die angenommene, wenn auch zahlenmäßig stark abweichende Verteilung der maximalen Reibung. Die Resultate müssen also qualitativ übereinstimmen.

[1] Vgl. H. Lorenz, „Magnetisierungskurve und Hysteresisschleifen". Zeitschr. für techn. Physik 1921, S. 71 ff., wo die Rechnungen ausführlich wiedergegeben sind.

F. Wever (Düsseldorf), Über die Konstitution des Eisens.

Die überaus große Veränderungsmöglichkeit der physikalischen Eigenschaften des technischen Eisens hat ihre wesentliche Ursache darin, daß das elementare Eisen in mehreren allotropen Modifikationen auftritt, die sich dem steten Begleiter des technischen Eisens, dem Kohlenstoff, gegenüber sehr verschieden verhalten. Eine systematische Erforschung des technischen Eisens von allgemeinen physikalisch-chemischen Gesichtspunkten aus wird sich daher zunächst mit einer Klärung der Allotropie des Eisens beschäftigen müssen, um auf der damit gegebenen Grundlage eine Deutung für das Verhalten der verschiedenen Eisenmodifikationen dem Kohlenstoff sowie den sonstigen Legierungsbestandteilen gegenüber zu versuchen.

Die ältere, zuerst von Osmond entwickelte Auffassung dreier voneinander unabhängiger Phasen des Eisens, einer α-Form unterhalb der Temperatur des Verlustes der Magnetisierbarkeit

bei 768°, einer β-Form zwischen 768 und 906° und einer γ-Form oberhalb 900°, erfuhr durch die Untersuchungen von Ruer und Kaneko bzw. Ruer und Fick eine Ergänzung durch die Sicherstellung der δ-Phase oberhalb 1400° C. Im Laufe der Entwicklung, deren klassischer Stand durch eine Arbeit Ed. Maurers über das β-Eisen niedergelegt ist, schied die β-Form wiederum als selbständige Phase aus.

Der damit oberflächlich skizzierte Bestand erfuhr durch die Einführung röntgenometrischer Untersuchungsmethoden in die Metallforschung eine ungeahnte Erweiterung und Vertiefung. Vor allem brachten die Arbeiten A. Westgrens Klarheit über die Strukturänderungen an den Umwandlungspunkten. Danach bleibt das raumzentrierte kubische Gitter des α-Eisens bis 906° ungeändert erhalten; die flächenzentrierte kubische Form des γ-Eisens schlägt bei 1400° wieder in die raumzentrierte Form des δ-Eisens zurück. Die damit gegebene Ähnlichkeit in der Kristallstruktur zwischen α- und δ-Phase des Eisens findet sich im übrigen in augenfälliger Form in den magnetischen und thermoelektrischen Eigenschaften wieder.

Ausgehend von einer theoretischen Überlegung G. Tammanns über den molekularen Aufbau fester isotroper und anisotroper binärer Mischungen wird sodann die Vorstellung entwickelt, daß die $\alpha\gamma$- und die $\gamma\delta$-Umwandlung des reinen Eisens in binären Systemen vom Typus Eisen—Silizium durch kontinuierliche Linienzüge ohne Tripelpunkte verbunden sind; damit ist zugleich die Auffassung angenommen, daß die α- und die δ-Modifikation des Eisens eine identische Phase darstellen, in deren Zustandsfeld keinerlei Umwandlungen mehr vorkommen. Diese Vorstellungen erfahren durch inzwischen abgeschlossene Arbeiten des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Eisenforschung über die binären Systeme Eisen—Silizium und Eisen—Zinn eine weitgehende Bestätigung.

Die entwickelten Vorstellungen über die Allotropie des Eisens ermöglichen nunmehr eine unmittelbar anschauliche Erklärung für das unterschiedliche Verhalten des α- und γ-Eisens dem Kohlenstoff gegenüber. Nachdem bereits früher nachgewiesen werden konnte, daß der Kohlenstoff in Abweichung von dem normalen Isomorphismus bei der Bildung einer festen Lösung nicht an Stelle von Eisenatomen in das γ-Raumgitter eingeht, sondern vielmehr sich in dessen Lücken setzt, war damit zugleich auch verständlich gemacht, daß alsdann dem α-Eisen ein Lösungsvermögen für den Kohlenstoff nicht zukommen kann, da das raumzentrierte α-Gitter Lücken von der erforderlichen Größe nicht aufweist.

Bei schneller Abkühlung entsprechend dem technischen Vorgange der Stahlhärtung erfahren die gekennzeichneten Verhältnisse weitgehende Verschiebungen. In Übereinstimmung mit der von Ed. Maurer entwickelten Härtungstheorie wird angenommen, daß im gehärteten Stahl der Kohlenstoff atomdispers in das α-Gitter eingesprengt ist; da diesem ein Lösungsvermögen für den Kohlenstoff nicht zukommt, ist damit die Veranlassung zu tiefgehenden Störungen des Gitters gegeben, die wiederum die Ursache für die Glashärte darstellen.

Diskussion.

Herr Eucken: Aus der Tatsache, daß die α-Modifikation des Eisens oberhalb und unterhalb der γ-Modifikation existiert, folgt, daß das Existenzgebiet des γ-Eisens im p-T-Diagramm vom γ-Eisen ringsumschlossen wird. Wir haben hier die seltene Verwirklichung einer Möglichkeit vor uns, wie sie von Tammann öftes theoretisch diskutiert wurde.

Thermodynamisch verlangt die Existenz des α-Eisens oberhalb und unterhalb des γ-Eisens, daß die Umwandlungswärme α-Eisen—γ-Eisen ihr Vorzeichen umkehrt. Dies wird nach dem Kirchhoffschen Satze dadurch verständlich, daß die Atomwärme des γ-Eisens um durchschnittlich etwa 2 cal kleiner als die des α-Eisens ist. Innerhalb des sich über ca. 500° erstreckenden Existenzgebietes des γ-Eisens nimmt die Umwandlungswärme daher um etwa $2 \times 500 = 1000$ cal, d. h. um einen höheren Betrag als ihren Absolutwert (ca. 400 cal pro Mol) bei 900°, ab.

Herr Berndt: Ich möchte fragen, ob die bekannten Anlaßgefüge (Osmondit, Sorbit) dadurch entstehen, daß beim Anlassen der elementar in das Raumgitter eingelagerte Kohlenstoff in das Eisenkarbid übergeht.

Herr Wever: Beim Anlassen gehärteter Kohlenstofflegierungen vollzieht sich ein allmählicher Übergang aus dem beim Abschrecken fixierten instabilen Zustand, α-Eisen in hochdisperser, durch den eingelagerten Kohlenstoff verspannter Form, in das stabile Gefüge, α-Eisen mit ungestörtem Raumgitter von normalem Parameter, Kohlenstoff als kristallisiertes Eisenkarbid. Dieser Übergang läßt sich im Gefügebild wie auch in den physikalischen Eigenschaften deutlich verfolgen.

O. v. Auwers (Berlin), Über den Einfluß der Korngröße auf die magnetischen Eigenschaften silizierter Bleche.

Die Auffassung, daß die Wattverluste eine gesetzmäßige Abhängigkeit von der Korngröße

des Materials zeigen, findet sich in neuerer Zeit wiederholt in der Literatur[1]) vertreten, so daß es erwünscht ist, diese wichtige Frage einer besonderen Untersuchung zu unterziehen. Die verschiedensten Gründe lassen hierfür silizierte Dynamobleche besonders geeignet erscheinen, vor allem, weil man bei diesen nach Untersuchungen von Gontermann, Wever u. a.[2]) bei 2,5 Proz. *Si*-Gehalt sicher frei von Umwandlungspunkten ist, die Rekristallisation also ohne Gefahr einer neuen Kornbildung durchführen kann.

Untersuchungen der Remanenz, Koerzitivkraft, der μ-Kurven und der Wattverluste zwischen 200—1000° C haben übereinstimmend, einerlei wie die thermische Behandlung durchgeführt war[3]), Optima der magnetischen Eigenschaften zwischen 700 und 1000° C ergeben je nach der Wahl der während des Glühens umgebenden Atmosphäre, während sich der Rekristallisationsprozeß bei allen untersuchten Proben unabhängig vom umgebenden Gase erwies und merklich stets zwischen 900—1000° C einsetzte. Die Korngröße wurde in fast allen Fällen um viele 100 oder 1000 Proz. verändert, was nach Yensen nach seiner Gleichung

$$W_h = 65\sqrt{N} + C$$

(wobei W_h der Wattverlust und N die Kornzahl pro mm² ist) eine beträchtliche Änderung der Wattverluste stets zwischen 900 und 1000° bedingen müßte.

Wie schon betont, lagen die starken Änderungen der magnetischen Charakteristika keineswegs immer bei den gleichen Temperaturen, bei der die Rekristallisation vornehmlich eintrat, sondern variierten mit dem Gase der umgebenden Atmosphäre. Der Schluß einer zwangsläufigen Abhängigkeit der Remanenz, Koerzitivkraft der μ-Kurven und der Wattverluste von der Korngröße erscheint also in dieser Strenge nicht erlaubt. Es mag dahingestellt bleiben, ob die Faktoren, die die Rekristallisation und damit die Korngröße bedingen, dieselben sind, wie die, von denen die magnetischen Eigenschaften im wesentlichen abhängen, z. B. Härte, innere Spannungen usw., doch können beide, Korngröße und magnetische Eigenschaften, unabhängig voneinander charakteristische Veränderungen bei verschiedenen Temperaturen erleiden.

1) T. D. Yensen, Journ. Am. Inst. El. Eng. Mai 1924; E. T. Z. **45**, 534, 1924; K. Daeves, Stahl und Eisen, 1283, 1924.

2) G. Gontermann, Zeitschr. f. anorg. Chemie, **59**, 385, 1908; F. Wever, Vortrag a. d. Danziger Physikertag, 1925 (diese Zeitschr. **26**, 698, 1925).

3) Der Vortrag erscheint ausführlicher i. d. Zeitschr. f. techn. Physik 1925.

Diskussion.

Herr Wever: Es würde zu begrüßen sein, wenn die Kornvergrößerung so weit getrieben werden könnte, daß die untersuchten Proben aus Einkristallen bestehen. Die in dieser Hinsicht vorhandenen Schwierigkeiten dürften heute nicht mehr unüberwindlich sein.

Herr Gerlach: Für den Magnetisierungsvorgang ist die Korngröße sehr wesentlich, wie man unter anderem durch Untersuchung des Barkhauseneffekts feststellen kann.

Herr Ehlers: Ich halte es für sehr notwendig, die nur für das Interessengebiet der Starkstromtechnik gültigen Untersuchungen auch für schwächste Wechselfelder eingehender durchzuführen. Arbeiten von Gumlich sowie technische Erfahrungen der AEG. bestätigen in manchen Fällen das Yensensche Gesetz insofern, als mit wachsender Kornzahl die Hysteresisverluste, aber auch die Anfangspermeabilität wachsen. Man ist daher in der Schwachstromtechnik — im Gegensatz zu den von Auwers angegebenen Regeln — zur Erzielung hoher Anfangspermeabilitäten oft gezwungen, zwar hohe Temperaturen von 900—1000°, aber kurze Glühzeiten und schnelle Abkühlung anzuwenden.

Herr v. Auwers: Selbstverständlich bildet der Einkristall den anzustrebenden Idealfall. Versuche nach dieser Seite sind im Gange. Einkristalle aus reinem Eisen sind jedoch noch schwierig herzustellen. Unterschiede bei statischer und dynamischer Bestimmung der Wattverluste können die Diskrepanz zwischen den Ergebnissen Yensens und des Verfassers nicht erklären.

F. Stäblein (Essen), **Über Dauermagnete.**

Es ist bekannt, daß die magnetischen Eigenschaften des Eisens sehr wesentlich von seiner Modifikation abhängen, ich erinnere nur an die Tatsache, daß der sogenannte Austenit, also das γ-Eisen, unmagnetisch ist. Wenn wir indessen die fast unübersehbare Zahl von Eisenlegierungen in bezug auf ihre Eignung für Dauermagnete durchmustern, so spielen die feineren Unterschiede im Gefüge des α-Eisens eine wesentliche Rolle. Dabei laufen die Änderungen der magnetischen Eigenschaften häufig mit denen der mechanischen Eigenschaften parallel. Dies benutzt man vielfach auch praktisch bei der hauptsächlich in Amerika üblichen sogenannten „magnetischen Analyse", wo bei der laufenden Betriebskontrolle von Massenteilen z. B. die richtige Härtung oder andere Wärmebehandlungen mittels einfacher magnetischer Meßeinrichtungen auf ihre richtige Durchfüh-

rung hin überwacht werden[1]). Man findet z. B., daß bei ein und demselben Stahl mechanische Härte und Koerzitivkraft ungefähr übereinstimmend wachsen oder abnehmen. Doch gilt diese Beziehung nicht allgemein zwischen Stahlen verschiedener Zusammensetzung. Es würde zu weit führen, wenn wir den Zusammenhang zwischen Gefüge und magnetischem Verhalten im einzelnen verfolgen wollten, auch treten diese Beziehungen bei Dauermagnetstahl nicht so in den Vordergrund wie gegebenenfalls bei Dynamoblech, wo man z. B. einen Einfluß der Korngröße auf die Form der Hystereseschleife festgestellt hat. Größere Änderungen im magnetischen Verhalten eines Stahles, als sie durch verschiedene mechanische und Wärme-Behandlung allein möglich sind, lassen sich durch Legieren des Eisens mit einigen Elementen der Chromgruppe erzielen, also durch Chrom selbst, dann auch durch Molybdän und Wolfram. Neuerdings haben sich die Eisen—Kobalt-Legierungen als ganz besonders günstig erwiesen. Ich möchte Ihnen nun an einer Reihe von Lichtbildern die kennzeichnenden Magnetisierungskurven der heute gebräuchlichen, handelsüblichen Magnetstahlsorten vorführen. Der Maßstab ist bei allen Bildern der nämliche, so daß ein Vergleich ohne weiteres möglich ist.

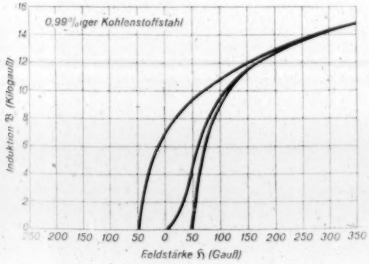


Fig. 1.

Kurve eines gehärteten Kohlenstoffstahles mit 1 Proz. C[2]); wir finden eine Remanenz von 6700 und eine Koerzitivkraft von etwa 50 Gauß. Heute wird dieser unlegierte Stahl nur noch für ganz billige Magnete verwendet.

Durch Zusatz von 2 Proz. Cr werden die magnetischen Eigenschaften wesentlich verbessert. Die Remanenz ist auf 10000, die Koerzitivkraft auf 60 gewachsen.

1) Wegen näherer Angaben vgl. Sammelreferat in St. u. E. **43**, 822/4, 1925.
2) Aus Gumlich, Magnetische Messungen. Braunschweig 1918.

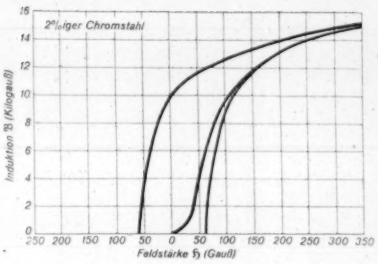


Fig. 2.

Etwa ebenso gebräuchlich ist der noch etwas bessere 5 proz. Wolframstahl, der allerdings des kostspieligeren Wolframzusatzes wegen auch etwas teurer ist. Der Wolframstahl war bis vor wenigen Jahren der für Dauermagnete am

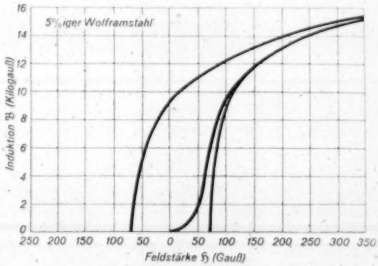


Fig. 3.

besten geeignete Stahl. Wie schon oben erwähnt, besitzen wir jetzt in gewissen Kobaltlegierungen ein Material, das etwa viermal soviel leistet wie der Wolframstahl. Die drei nächsten Abbildungen zeigen den Einfluß wachsender Mengen von Kobalt. Der Stahl ist der Firma

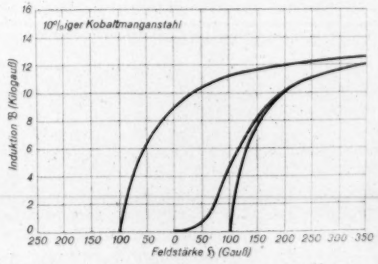


Fig. 4.

Krupp unter dem Namen Koerzit geschützt. An seiner Entwicklung hat Geheimrat Gumlich einen wesentlichen Anteil genommen.

10 Proz. *Co*; Koerzit III; die Koerzitivkraft ist auf 100 gestiegen; die Remanenz bleibt praktisch gleich, sie liegt stets in der Gegend von 9000.

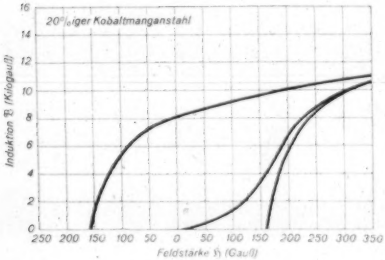


Fig. 5.

20 Proz. *Co*; Koerzit II; Koerzitivkraft 160.

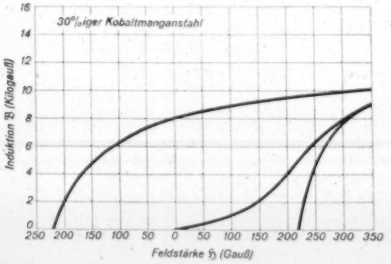


Fig. 6.

30 Proz. *Co*; Koerzit I; mit dieser Legierung werden Koerzitivkräfte von etwa 220 Gauß erreicht.

Neuerdings kommt unter dem Namen Koerzit A ein 15proz. Kobaltmagnetstahl in den Handel, der durch Zusatz von Molybdän lufthärtend ist, während alle bisher aufgezählten Stähle in Wasser, eventuell in Öl abgelöscht werden. Seiner Leistung nach steht er dicht unter dem Koerzit I, ist aber des geringeren Kobaltgehaltes wegen billiger. Da er nichts grundsätzlich Neues bietet, wurde auf die Mitteilung seiner Magnetisierungskurve verzichtet.

Der besseren Übersicht wegen sind hier die Leistungen (so bezeichnet man häufig das Produkt aus Remanenz und Koerzitivkraft) der genannten Magnetstahlmarken schaubildlich dargestellt. Die Höhe des entsprechenden Rechtecks gibt ein Vergleichsmaß für die Remanenz, die Breite desselben ein Maß für die Koerzitivkraft, der Flächeninhalt also einen Anhalt für die Güte des aus dem zugehörigen Stahl hergestellten Magneten.

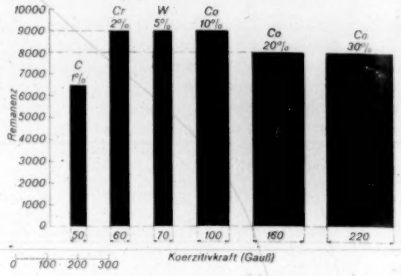


Fig. 7.

Prüfung der magnetischen Eigenschaften.

Es ist vielleicht nicht unnötig, auch hierüber einige Worte zu verlieren, trotzdem gerade über die magnetischen Meßmethoden im Schrifttum ausführliche Angaben zu finden sind. Ich brauche hier nur z. B. an das ausgezeichnete Buch von Gumlich, Magnetische Messungen, zu erinnern. Wenn also etwas näher auf die Meßanordnung selbst eingegangen wird, so geschieht dies deshalb, weil es sich in unserem Fall nicht darum handelt, die magnetischen Eigenschaften eines einzelnen Probestückes mit der größtmöglichen Genauigkeit zu bestimmen. Dies ist nach den im genannten Schrifttum angegebenen und eingehend untersuchten Verfahren immer möglich. Für die Praxis kommt es jedoch darauf an, große Mengen von Versuchsmaterial in möglichst kurzer Zeit zu bewältigen. Man muß also für diesen Zweck davon absehen, einen geschlossenen Ring zu untersuchen oder ein Ellipsoid sich abdrehen zu lassen, weil die Herstellung und Vorbereitung der Proben viel zu viel Zeit kostet. Man wird also lieber Jochapparate verwenden, die bei genügender Genauigkeit einfachere Probenformen, z. B. Kreiszylinder, zu untersuchen gestatten und deren Handhabung nicht so zeitraubend ist wie z. B. die des ballistischen Galvanometers. Sehr vielfach im Gebrauch ist der Apparat nach Koepsel-Kath, dessen schematischen Aufbau Sie in Fig. 8 vor sich sehen und der wohl in den meisten Versuchsanstalten in Gebrauch ist, wo gelegentlich Magnetisierungskurven hergestellt werden müssen. Der durch ein Feld be-

stimmter Größe im Probestab erzeugte Kraftfluß nimmt wegen der großen Permeabilität des Jochmaterials den bequemen Weg durch dieses und lenkt die drehbare, in ihrem kreisförmigen Schlitz bewegliche Spule S proportional zu seiner Kraftliniendichte ab. Der an der

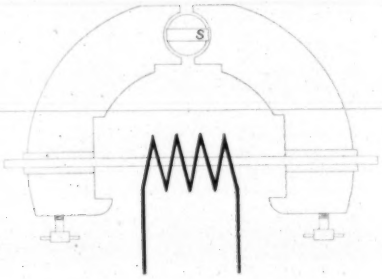


Fig. 8.

Drehspule befestigte Zeiger spielt über einer geeichten Skala und erlaubt so eine unmittelbare Ablesung der Induktion. Nach Anbringung einer kleinen, empirisch an Material mit bekannten Eigenschaften bestimmten Scherung ist die Kurve gebrauchsfertig. Bei vielen Werken wird der Koepselapparat auch tatsächlich für die Prüfung von Dauermagnetstahl verwendet.

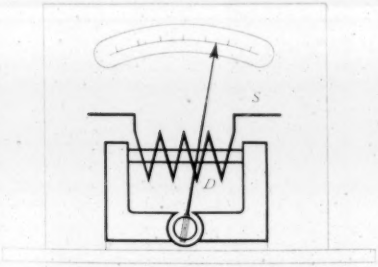


Fig. 9.

Für die laufende Überwachung der Magnetstahlproduktion ist indessen die Herstellung der Proben sehr störend. Auch verziehen sich die ca. 30 cm langen und nur 6 mm dicken Stäbe sehr leicht beim Härten. Wir haben deshalb nach einer Anordnung gesucht, die das übliche Stangenprofil ohne besondere Bearbeitung zu untersuchen gestattet, aus dem z. B. die Feldmagnete für elektrische Meßinstrumente gebogen werden. Hierfür benutzen wir gegenwärtig einen Apparat, dessen Schema wir in Fig. 9 vor uns haben. Ein 10 cm langes Stück der gewalzten Stange wird gehärtet und in die Spule S zwischen die beiden Flächen des Joches gebracht. Durch die Feldspule wird kurze Zeit ein starker Strom geführt, der die Probe hoch magnetisiert. Der magnetische Kraftfluß bringt in üblicher Weise eine Drehung der kleinen stromdurchflossenen Spule D hervor, an der der Zeiger sitzt, genau wie bei dem vorhin erwähnten Koepselapparat. Ebenso wie dort ist die Skala gleich nach Kraftlinien pro Quadratzentimeter geeicht. Die verschiedenen Querschnitte der Proben werden durch geeignete Einstellung des Hilfsstromes in der Drehspule D berücksichtigt. Der ursprünglich von der Firma Hartmann & Braun, Frankfurt, hergestellte Apparat wurde hauptsächlich von Prof. Würschmidt auf seine jetzige Gestalt gebracht. Er hat vor kurzem einen Ruf nach Tukuman in Argentinien angenommen, sonst hätte er Ihnen selbst über seine Arbeiten auf diesem Gebiete vorgetragen. Nähere Einzelheiten über Eichung usw. finden sich in den letzten Jahrgängen der Zeitschr. f. Physik. Die Überwachung der Fabrikation von Magnetstahl findet nun bei der Firma Krupp, Essen, in der Weise statt, daß von jeder Walzung eine Stichprobe entnommen wird, bestehend aus mehreren 10 cm langen Stücken, die bei verschiedenen Temperaturen gehärtet werden. So gewinnt man ein Bild von der günstigsten Härtetemperatur und kann aus irgendwelchen Gründen verdorbene Walzungen vor dem Versand ausscheiden. Zu gleicher Zeit fördert die laufende Überwachung eine Verbesserung des Erzeugnisses selbst, da so allmählich die vorteilhaften oder schädlichen Wirkungen der einzelnen chemischen Bestandteile des Stahles mittels der von Daeves entwickelten Großzahlforschung erkannt werden können, ebenso wie die zweckmäßigste Art des Fabrikationsvorganges. Neuerdings sind Bestrebungen im Gang, für die Prüfung von Dauermagnetstahl einen einheitlichen Apparat herauszubringen, der für die Magnetstahl erzeugende und verbrauchende Industrie dasselbe bedeuten würde wie jetzt der Koepselapparat für die Stahlwerke und Elektrizitätsfirmen bei Dynamostahlguß. Wir stehen darüber in Unterhandlungen mit den maßgebenden Firmen. Die Einführung einer einheitlichen Prüfungsmethode hätte den großen Vorteil, daß die Abnahmebedingungen sich sehr einfach und klar ausdrücken lassen würden, während jetzt noch darüber oft Schwierigkeiten auftreten. Zur Prüfung des Magnetstahls gehört auch eine Angabe, welche kennzeichnenden Größen sich am besten zur Beurteilung eines Stahles eignen, natürlich besonders vom physikalischen Standpunkt aus

betrachtet; für die Fabrikation wäre daneben noch wichtig: leichte Bearbeitbarkeit im geglühten Zustand, nicht zu große Empfindlichkeit gegenüber etwas abweichender Härtetemperatur, mäßiger Härteausschuß usw. Als charakteristische Größen wird man selbstverständlich Remanenz und Koerzitivkraft beibehalten. Beim Vergleich verschiedener Stahle wird auch das Produkt aus Remanenz und Koerzitivkraft, für das der Name „Leistung" vorgeschlagen worden ist, gute Dienste leisten. Die einwandfreieste Kennzeichnung eines Magnetstahls wäre natürlich diejenige durch seine vollständige Magnetisierungskurve bzw. mindestens durch das linke

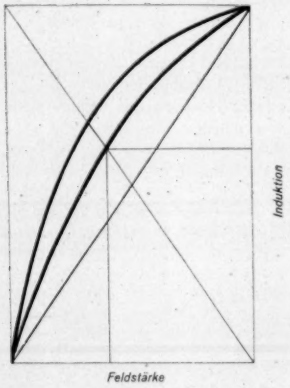


Fig. 10.

obere Viertel der Hysteresisschleife, ein Verfahren, wie es beim Bau von elektrischen Maschinen bzw. bei der Abnahme von größeren Schmiedeteilen für dieselben ja gang und gäbe ist. Solange sich dieser Brauch jedoch noch nicht eingebürgert hat, ist zur möglichst vollständigen Kennzeichnung eines Stahls eine weitere Angabe angebracht, die etwas über die Form der Kurve zwischen den beiden Punkten Remanenz und Koerzitivkraft aussagt. In Fig. 10 sehen wir, um wieviel sich zwei Stähle noch unterscheiden können, trotzdem sie genau gleiche Koerzitivkraft und Remanenz besitzen. Besonders im englischen und amerikanischen Schrifttum hat sich deshalb in neuerer Zeit der Brauch entwickelt, das sogenannte $(B \times H)_{max}$ anzugeben, d. i. das Maximum des Produktes aus der Induktion und der zugehörigen negativen Feldstärke. Würschmidt hat nun gezeigt[1]), daß man dieses Maximum nicht durch punktweise Konstruktion zu suchen braucht, sondern auf einfache Weise erhält, wenn man über Remanenz und Koerzitivkraft ein Rechteck konstruiert und die Diagonale zieht. Der Schnittpunkt der Diagonale mit der Kurve entspricht dem Maximum des Produktes. Er hat ferner vorgeschlagen, den 8πten Teil der so erhaltenen Zahl bzw. ihres 1000sten Teils mit dem Ausdruck „Güteziffer" zu bezeichnen. Vielleicht ist es indessen noch zweckmäßiger, die Division mit 8π nicht auszuführen, da ja die Produkte selbst den gegenseitigen Vergleich ebenso erlauben. Beachtenswert ist jedenfalls die Tatsache, daß es unter Zuhilfenahme nur dreier Zahlenangaben wie Remanenz, Koerzitivkraft, Güteziffer gelingt, den für praktische Zwecke in Betracht kommenden Teil der Hysteresisschleife mit vollkommen genügender Genauigkeit zu rekonstruieren, indem man durch drei Punkte einen Ellipsenbogen legt.

Wir kommen nun dazu, die Gesichtspunkte zu betrachten, nach denen man für einen vorgegebenen Zweck die bestgeeignete Magnetstahlsorte zu wählen hat, und wollen uns zu diesem Zweck die einzelnen Anwendungsgebiete für Dauermagnete ins Gedächtnis zurückrufen. Am weitesten geht wohl der Gebrauch der Kompaßnadeln zurück. Um die unvermeidlichen Reibungswiderstände schnell und sicher überwinden zu können, ist es erwünscht, daß die Nadel oder die Nadeln ein möglichst großes magnetisches Moment besitzen, zugleich aber auch, daß sie möglichst kurz und leicht sind, um das Trägheitsmoment nicht zu sehr anwachsen zu lassen. In manchen Fällen will man die Anziehungskraft ausnützen, die Magnete auf in der Nähe befindliche Eisenteile ausüben, also ihre Tragkraft; in wieder anderen legt man Wert auf den Kraftfluß zwischen ihren Polen, der möglichst konstant und von Temperaturschwankungen und zufälligen Erschütterungen unabhängig sein soll, wie bei den Feldmagneten für elektrische Strommeßgeräte. Ähnliche Anforderungen werden auch bei den Magneten für Telephonhörer und den Feldmagneten für Dynamos kleiner Leistung gestellt.

Betrachten wir die Wirkungsweise der eben genannten Magnete näher, so finden wir, daß alle samt und sonders ihre Funktion um so besser ausfüllen werden, je größer ihr magnetisches Moment J oder je stärker der durch sie hindurchgehende Induktionsfluß $B \cdot q$ (q = Querschnitt) ist. Daß beides gleichbedeutend ist, folgt ohne weiteres aus der Formel $B = H + 4\pi J$. Da H in der Regel von bedeutend kleinerer Größenordnung ist wie B oder $4\pi J$, sind die beiden letzteren Größen

1) Zeitschr. f. Physik, **29**, 175/85, 1925; El. Nachr. Techn. **2**, 20/6, 1925.

praktisch gleich. Wir kommen so zu dem Schlusse, daß die nach der Magnetisierung im Magneten zurückbleibende Induktion, also die Remanenz, möglichst hoch sein muß. Allerdings handelt es sich nicht um die sogenannte wahre Remanenz, die durch den Schnittpunkt der Magnetisierungskurve mit der B-Achse dargestellt wird, sondern um die scheinbare Remanenz, die stets kleiner als die wahre ist, und zwar je nach den Umständen oft ganz beträchtlich kleiner. Ich darf wohl, um die Darstellung ganz durchsichtig zu machen, an Dinge anknüpfen, die Ihnen aus jedem Physikbuch her geläufig sind. In Fig. 11 sehen wir das Schema eines

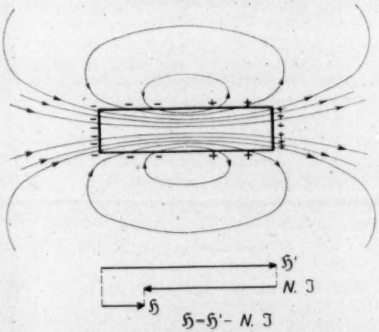


Fig. 11.

magnetischen Körpers unter dem Einfluß eines äußeren Feldes H', das z. B. durch eine stromdurchflossene Spule verwirklicht sein kann. Beim Durchgang der Induktionslinien durch die freie Oberfläche eines ferromagnetischen Körpers entsteht freier Magnetismus, positiver oder Nord-Magnetismus an der Austrittstelle, negativer an der Eintrittstelle. Die freien Belegungen, die gleichbedeutend mit Magnetpolen sind, erzeugen natürlich ein magnetisches Feld, das, wie der Augenschein lehrt, im Innern des Körpers der Richtung der Induktionslinien entgegengesetzt ist. Es ist leicht einzusehen, daß die Stärke dieses Gegen- oder „entmagnetisierenden" Feldes proportional mit der Magnetisierung wächst. Wir haben also die grundlegende Formel $H = H' - N \cdot J$, wo H das wirkliche innere Feld bedeutet. N bezeichnet man als den „Entmagnetisierungsfaktor". Graphisch stellt man die eben erwähnte Formel dar mittels der bekannten Scherungslinie der Fig. 12 $AC = N \cdot J$, $AB = CD$. Die Scherung ist nun in erster Linie von der Form der Magnete abhängig. Qualitativ ist das leicht einzusehen; denn das entmagnetisierende Feld ist vollständig bestimmt durch die entstehenden Pole oder genauer durch die Verteilung des freien Magnetismus. N ist nur o bei einem gleichmäßig starken geschlossenen Ring, wo keine Streuung auftritt. Ein kurzer dicker Magnetstab liegt seiner ganzen

Fig. 12.

Länge nach in dem starken Feld, das die beiden Endbelegungen miteinander bilden; bei einem verhältnismäßig längeren Stab ist dieses Feld infolge der größeren Entfernung der Pole geringer, denn die Wirkung nimmt ja mit dem Quadrat der Entfernung ab. Bei einem langschenkeligen Hufeisenmagneten ist die Entmagnetisierung noch kleiner. Rechnerisch läßt

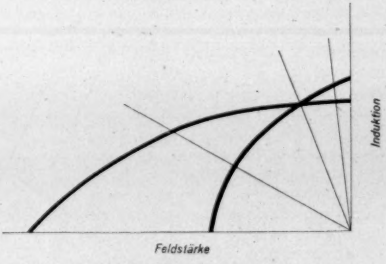


Fig. 13.

sich die Entmagnetisierung nur beim Rotationsellipsoid bestimmen, für alle anderen Formen ist man auf das Experiment angewiesen bzw. auf eine mehr oder weniger genaue Schätzung. Wir können aber annehmen, daß einer bestimmten Form ein bestimmter Entmagnetisierungsfaktor entspricht und damit eine bestimmte Scherungslinie, etwa eine der in Fig. 13 gezeichneten. Für unsere Zwecke brauchen wir uns nicht darum zu kümmern, daß die Scherungslinie unter Umständen keine Gerade ist oder daß man Grund zu der Annahme zu haben

glaubt, der Entmagnetisierungsfaktor könne außer von der Form auch noch, allerdings kaum merklich, vom Material abhängig sein. Wenn wir das beste Material für einen Galvanometerfeldmagneten z. B. auswählen wollen, brauchen wir uns nur seine Entmagnetisierungslinie aufzuzeichnen (es genügt dafür ein ganz roher Wert) und die Kurven der verschiedenen in Betracht kommenden Stahlsorten einzutragen. Derjenige Stahl, dessen Kurve die Scherungslinie im höchsten Punkt schneidet, gibt das stärkste Feld. Da bei dem gewählten Beispiel die Entmagnetisierung verhältnismäßig klein ist, kommt es in erster Linie auf die wahre Remanenz an, während die Koerzitivkraft nebensächlich ist. Man wird also zweckmäßig einen Chrom- oder Wolframstahl nehmen, die eine hohe Remanenz besitzen. Für einen kurzen, gedrungenen Magneten mit starker Scherung wäre z. B. ein Koerzit die richtige Lösung. Für Meßinstrumente kommt es ferner darauf an, daß die Feldmagnete gegen Temperaturschwankungen und gegen Erschütterungen unempfindlich sind. Über den Temperatureinfluß liegen bisher noch wenig systematische Untersuchungen vor, wenigstens für die heute gebräuchlichen Magnetstähle, sie sind jedoch für die nächste Zeit in Aussicht genommen. Gegen Erschütterungen erweisen sich Magnete um so widerstandsfähiger, je größer ihre Koerzitivkraft ist. Demnach würde sich für Zündmaschinen, Magnetos usw., die starken Stößen ausgesetzt sind, Kobaltmagnetstahl wahrscheinlich sehr gut bewähren. Zum Schluß noch eine kleine Bemerkung für die Konstruktion von Magneten, die aus den neuen Kobaltstählen hergestellt werden sollen. Die Stücke müssen auf Glashärte abgelöscht werden, es ist deshalb zur Vermeidung von Härterissen, Sprüngen usw. gut, gleich bei der Konstruktion darauf zu sehen, daß Gewindelöcher, Bohrungen usw. wenn nicht ganz vermieden, so doch auf das geringste Maß beschränkt werden. Sonst kann sehr viel Ausschuß entstehen.

Wenn ich auf manche Einzelheiten vielleicht nicht, wie wünschenswert, eingegangen bin, so war dies bei dem in großen Zügen gehaltenen Überblick und bei der knappen Zeit schlecht anders möglich. Falls für den einen oder anderen Punkt noch größeres Interesse besteht, läßt sich dem Mangel vielleicht noch in der Diskussion abhelfen.

Demonstrationsapparate: Um den Einfluß von Koerzitivkraft und Remanenz auf die Wirksamkeit von Magneten bei verschiedener Form möglichst anschaulich zu machen, wurden aus den sechs oben erwähnten Stahlsorten sowohl kurze Stabmagnete wie gewöhnliche Hufeisenmagnete hergestellt und auf die vor ihnen stehenden Holzgestelle montiert. Bei den Stabmagneten hängt die Tragkraft in erster Linie von der Größe der Koerzitivkraft ab (großer Entmagnetisierungsfaktor!), die Länge der Gewichte nimmt zu vom Kohlenstoffstahl bis zum Koerzit I. Jeder Magnet trägt nur sein zugehöriges, Gewicht oder ein leichteres, dagegen nicht mehr das nächstschwerere. Bei den geschlossenen Hufeisen ist der Unterschied in der Tragkraft viel geringer, da sie hier in erster Linie von der wahren Remanenz beeinflußt wird. Abgesehen vom Kohlenstoffstahl, trägt jeder Magnet 2 kg, aber schon bei 3 kg reißt jeder Anker ab. Es ist also praktisch kein ins Gewicht fallender Unterschied vorhanden.

Diskussion.

Herr Retzow: Der Herr Vortragende hat mit Recht auf die große Bedeutung hingewiesen, die die Erfindung der Kobaltmagnete für die Praxis bedeutet. Leider stehen der umfangreicheren Verwendung dieses Stahles zurzeit noch erhebliche Bedenken entgegen, von denen ich hier zwei hervorheben will: das sind erstens der Preis und zweitens die Härtetemperatur. Um mit dem letzten Punkt zu beginnen, ist das Temperaturgebiet zur Erreichung der günstigsten magnetischen Eigenschaft ein sehr begrenztes und beträgt beispielsweise in einem Falle 10° C bei 1000 H'. Das bedeutet für betriebstechnische Verhältnisse selbst bei guten Einrichtungen erhebliche Schwierigkeiten. Der zweite Punkt betrifft den Preis. Die Preisgestaltung ist zum Teil bedingt durch die Tatsache, daß das Kobaltvorkommen sich in englischem Besitz befindet. Der Preis ist daher bedingt durch den Gehalt an Kobalt. Es wäre daher wünschenswert, zu erfahren, ob Erfolge vorliegen, die Kobaltmagnete den bekannten Wolframmagneten konkurrenzfähig zu machen.

Herr Gumlich: Die Härtung der Co-Magnetstähle geschieht am besten in kaltem Öl; die Abhängigkeit der Güte von der Härtetemperatur ist dann nicht so stark wie bei der Wasserkühlung.

Herr Emde: Will man außer Remanenz und Koerzitivkraft noch eine dritte Zahl zur Kennzeichnung eines Dauermagnets angeben, so ist die größte Rechtecksfläche an der Magnetisierungskurve kaum besonders geeignet. Denn derselbe Magnet verhält sich als Dauermagnet ganz anders wie als Elektromagnet. Bei den von Kempken untersuchten Ringen war die Permeabilität etwa 70, die eingeprägte Feldstärke etwa 70 Gauß maximal. Bei später untersuchten anderen Ringen war die Permea-

bilität etwa 30, die eingeprägte Feldstärke etwa 180 Gauß maximal. Der Einfluß der Gestalt ist hierbei natürlich berücksichtigt.

Herr Stäblein: Den von Herrn Retzow zum Ausdruck gebrachten Wünschen nach größerer Billigkeit und Unempfindlichkeit in bezug auf die Härtetemperatur des Kobaltmagnetstahls wird, so weit als heute möglich, Rechnung getragen durch den oben genannten lufthärtenden Koerzit A, wo ein Teil des Kobalts durch billigere Zusätze ersetzt ist und der ein Härtungsintervall von ca. 50° besitzt.

Die Bemerkung des Herrn Prof. Emde bezieht sich auf Systeme mit veränderlichem magnetischen Schluß; also auch veränderlichem Entmagnetisierungsfaktor. Vgl. über die „reversible Permeabilität" E. Kempken, Ann. d. Phys. **20**, 1017, 1906; R. Gans, Ann. d. Phys. **27**, 1, 1908; J. Würschmidt, Zeitschr. f. Phys. **9**, 379, 1922. Ich bin hierauf nicht eingegangen, weil besonders für die neuen Stähle noch zu wenig sicheres Material vorliegt.

Adolf Smekal (Wien), Über den Einfluß von Kristallgitterporen auf Molekülbeweglichkeit und Festigkeit[1]).

Die Frage nach der Beweglichkeit neutraler oder elektrisch geladener Atome im Inneren kristallisierter Festkörper ist von einer für die Natur dieses Aggregatzustandes noch wenig gewürdigten Bedeutung. Bekanntlich sind es die Erscheinungen der Selbstdiffusion und der elektrolytischen Stromleitung, welche das Vorhandensein einer Fähigkeit zu molekularer Ortsveränderung auch für den festen Zustand sicherstellen. Beim flüssigen oder Gaszustande begegnet es keinem Zweifel, daß an derartigen Vorgängen sämtliche vorhandenen Atome oder Ionen in prinzipiell derselben Weise beteiligt sind. Die Kohäsion des festen Zustandes macht jedoch die Berechtigung einer derartigen Annahme für das Kristallinnere ungewiß, so daß im folgenden zunächst versucht werden soll, hierüber nähere Anhaltspunkte zusammenzustellen.

Die makroskopische Unveränderlichkeit der Körpervolumina, in welchen molekularer Materietransport stattfindet, hat vermutlich den Anlaß dazu gegeben, daß man bisher ausschließlich eine prinzipielle Gleichberechtigung aller chemisch gleichartigen Festkörperatome oder -ionen untereinander in Betracht gezogen hat. Hierzu wird angenommen, daß lokale Energieschwankungen eine Art Übergangswahrscheinlichkeit für sogenannte „Platzwechsel"-Vorgänge der Atome bzw. Ionen herbeizuführen vermögen. Geht man aber von der Vorstellung eines idealen Kristallgitterbereiches aus, wie ihn etwa die Bornsche Gittertheorie beschreiben würde, so stößt diese Annahme auf bemerkenswerte Schwierigkeiten. Wie die Ergebnisse der röntgenoptischen Strukturbestimmungen lehren, mangelt es im Inneren der Kristallgitter auch bei höheren Temperaturen an Raum für paarweise Vertauschungsvorgänge zwischen gleichartigen Gitterbausteinen. Dieses Bedenken läßt sich nun allerdings durch Annahme quasi-zyklischer Platzwechselvorgänge mehrerer Gitterbausteine untereinander beheben; es kommt dann aber sehr darauf an, ob man einen einzelnen solchen Platzwechsel als gitterdynamisch geordneten oder als ungeordneten Prozeß auffaßt. Im ersteren Falle hätte man es mit einem grundlegend neuartigen Elementarvorgang zu tun, welcher für den Gitterzustand charakteristisch sein müßte, für dessen Existenz bisher aber jedes weitere Indizium mangelt. Gitterdynamisch ungeordnete Platzwechsel würden anderseits zeitweisen lokalen Zusammenbrüchen der Gitterstruktur gleichkommen, also Schmelzvorgängen innerhalb submikroskopischer Raumgebiete. Während diese Vorstellung aber für positive und negative Elektrizitätsträger Beweglichkeiten gleicher Größenordnung voraussehen ließe, ergibt die Erfahrung fast stets das Gegenteil: eine Ionensorte ist meist praktisch unbeweglich. Die im Mittel gleichmäßige räumliche Verteilung der Platzwechselvorgänge würde ferner einen engen Zusammenhang zwischen Leitfähigkeitsdaten einerseits, Kompressibilitäts- und Ausdehnungskoeffizienten andererseits vermuten lassen; dies ist aber ebensowenig der Fall wie ein Parallelismus mit Gitterkonstanten bzw. Ionenabständen[1]). Der beim Schmelzpunkt auftretende scharfe Sprungwert der Leitfähigkeit zwischen festem und flüssigem Aggregatzustand erlaubt bloß den Schluß, daß die Anzahl der beweglichen Leitungsträger im Ionengitter gegenüber seiner Schmelze um ein Vielfaches abgenommen hat; ob die Rolle dieser Leitungsträger individuellen Ionen vorbehalten ist oder der Reihe nach von beliebigen Gitterbausteinen übernommen werden kann, bleibt ungewiß.

Betrachtet man jetzt diejenigen Umstände, welche die Größe der Ionenleitfähigkeit in bisher gesicherter Weise zu beeinflussen vermögen, so zeigt sich sofort, daß diese auf keinerlei Volumenvorgänge Bezug haben. Nach v. Hevesy

1) Verkürzt vorgetragen, vgl. die Diskussion. Vorläufige Mitteilung: Wien. Akad. Anz. 25. Juni 1925.

1) G. v. Hevesy, Zeitschr. f. phys. Chem. 101, 337, 1922, § 5.

ist die Leitfähigkeit ausnahmslos um so größer, je größer der Energiegewinn ausfällt, welcher bei Überführung der Ionen in den neutralen Zustand erhalten werden kann[1]) — eine Eigenschaft, welche offensichtlich bloß den chemischen Charakter des Ionengitters kennzeichnet und über die räumliche Lokalisation der Platzwechselvorgänge nichts aussagt. Wie ebenfalls v. Hevesy gezeigt hat, nimmt sowohl die Ionenleitfähigkeit[2]) als auch die Geschwindigkeit der Selbstdiffusion[3]) stark zu, wenn man vom Einkristall zum Kristallitaggregat übergeht; ebenso wie an den Erscheinungen der Fremddiffusion zeigt sich also, daß die Schaffung innerer Oberflächen den Platzwechsel um Größenordnungen zunehmen läßt. Die jüngsten Untersuchungen von G. C. Schmidt über Ionenstrahlen[4]) haben den Zusammenhang zwischen Ionenleitung und Oberflächenvorgängen noch wesentlich unterstrichen. Wie sich nämlich ergeben hat, senden die Ionenleiter schon bei mäßigen Temperaturen Ionenstrahlen temperaturabhängiger Geschwindigkeit aus, welche mit den beweglichen elektrolytischen Ionen wesensgleich sind. Die große Beweglichkeit der an äußeren und inneren Oberflächen befindlichen elektrolytischen Ionen bzw. Atome erscheint damit auch auf direktem Wege sichergestellt. Sie wird in mehrfacher Hinsicht überdies noch weiter belegt durch die atomaren Oberflächenbeweglichkeiten, welche bei der Kristallabscheidung aus dem Dampfstrahl[5]) sowie bei der Ausbreitung einseitiger Adsorptionsschichten über benachbarte Kristalloberflächen[6]) geradezu unmittelbar sinnfällig werden.

Die soeben aufgezählten experimentellen Tatsachen lassen erkennen, daß bisher überhaupt kein Umstand bekannt ist, welcher zugunsten eines echten Volumenvorganges bei der Elektrolyse oder Selbstdiffusion der Festkörper namhaft gemacht werden kann. Es liegt daher außerordentlich nahe, die Idee eines Volumenvorganges hier überhaupt auszuschalten und die genannten Erscheinungen grundsätzlich als Vorgänge an inneren und äußeren Oberflächen aufzufassen. Für das Folgende soll daher versuchsweise angenommen werden, daß im Inneren eines idealen Kristallgitterbereiches Platzwechselvorgänge prinzipiell ausgeschlossen sind, was mit der bisherigen theoretischen Behandlung derartiger Bereiche in befriedigender Weise harmoniert. Diese Annahme nötigt zu der Folgerung, daß selbst „ideale" wirkliche Kristalle grundsätzlich Poren und etwa noch andere Störungsbereiche, z. B. Fremdeinschlüsse, aufweisen[1]). Wenn es gelingt, diese Eigenschaft auf Grund experimenteller Tatsachen glaubhaft zu machen, so wäre damit eine wichtige allgemeine Erkenntnis bezüglich der Molekularkonstitution realer Festkörper sichergestellt, welche namentlich an ihren Festigkeitseigenschaften in maßgebender Weise zum Ausdruck gelangen muß.

Die Annahme, daß alle für die elektrolytischen (und Diffusions-) Vorgänge in Festkörpern wesentlichen Platzwechselprozesse (bei der üblichen Vermeidung von äußerer Oberflächenleitung) auf innere Oberflächen beschränkt sind, erscheint in der Tat durch mancherlei experimentelle Tatsachen direkt bestätigt zu werden. Als gröbstes Phänomen kommt hier die bekannte Faden- und Brückenbildung in Betracht, welche die wohldefinierten Stromleitungsbahnen bei größeren Stromstärken sogar makroskopisch sichtbar machen kann, ferner etwa die von Joffé erkannte Möglichkeit, flüssige *Li*-Ionen ohne Gitterzerstörung reversibel durch *NaCl* und einige andere Kristalle zu elektrolysieren[2]). Daß es auf dem gleichen Wege nicht gelang, z. B. Cupro-Ionen ohne Gitterzerstörung in den Kristall hineinzubringen, entspricht der bemerkenswerten Selektivität, welche Siedentopf bei der „additiven" Färbung von Steinsalz mit Metalldämpfen gefunden hat[3]). Sie erscheint ferner in naher Beziehung zu der meist beobachteten Einseitigkeit der elektrolytischen Leitung in Festkörpern, welche namentlich von Tubandt und seinen Mitarbeitern gefunden worden ist[4]). Die An-

1) G. v. Hevesy, l. c. § 6.
2) G. v. Hevesy, Zeitschr. f. Phys. **10**, 80, 1922.
3) G. v. Hevesy, Nature 9. Mai 1925.
4) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. **75**, 337, 1924; Zeitschr. f. Elektrochem. **30**, 440, 1924; Th. Volmer, Zeitschr. f. Phys. **26**, 285, 1924; O. Gossmann, Zeitschr. f. Phys. **22**, 273, 1924. Zur Terminologie vergleiche man W. Gerlach, Ann. d. Phys. **76**, 106, 1925.
5) M. Volmer u. J. Estermann, Zeitschr. f. Phys. **7**, 13, 1921.
6) Vgl. z. B. K. Horowitz, Wien. Ber. (IIa) **132**, 375, 1923.

1) Hierbei ist von „groben" Gitterstörungen, Spalten und Rissen, selbstverständlich abgesehen. Daß solche weitgehendst beseitigt werden können, ist aus Untersuchungen von A. Joffé, Ann. d. Phys. **72**, 461, 1923, zu entnehmen, welcher durch hinreichend oftmaliges Umkristallisieren für Natronsalpeter und Ammoniumalaun zu reproduzierbaren elektrolytischen Leitfähigkeiten gelangte. — Das im Text vorgeschlagene Modell „wirklicher" Einkristalle weist mancherlei Berührungspunkte mit dem hypothetischen Begriff „geregelter Gitteraggregate" auf, welchen der Petrograph B. Sander, Jahrb. d. Wien. Geol. Bundesanst. **73**, 85, 1923; **75**, 181, 1925, anläßlich seiner grundlegenden Gefügeuntersuchungen eingeführt und benutzt hat. Ein prinzipieller Unterschied liegt aber darin, daß der Einkristall bei Sander erst durch Kaltreckung in ein „geregeltes Gitteraggregat" übergehen soll, während er hier im wesentlichen schon von vornherein ein solches Aggregat darstellt (Zusatz b. d. Korrektur).
2) A. Joffé, Ann. d. Phys. **72**, 461, 1923.
3) H. Siedentopf, Physik. Zeitschr. **6**, 855, 1905.
4) Siehe etwa den zusammenfassenden Bericht von B. Gudden, Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **3**, 116, 1924.

nahme von Le Blanc, welcher dies auf die Bildung von Molekularaggregaten zurückführt[1]), entspricht in ausgezeichneter Weise der Vorstellung eines inneren Oberflächenvorganges, der erst bei weitgehender elektrischer Beanspruchung zum Zerfall des makroskopischen Kristallgitters führt. Die energetische Bildungsmöglichkeit der Le Blancschen Molekülkomplexe wird dabei in höchst einleuchtender Weise durch den bereits erwähnten Zusammenhang sichergestellt, den v. Hevesy zwischen Ionenleitfähigkeit und Neutralisationsenergie der Ionen aufgefunden hat und der dadurch überhaupt erst eine bestimmte Deutung erhält. Was die chemische Bildungsmöglichkeit solcher Komplexe anbetrifft, so könnte sie auf Grund neuerer kolloidchemischer Erkenntnisse von W. Pauli sen. im vorliegenden Falle möglicherweise sogar als besonders begünstigt angesehen werden[2]). Die häufige Unbeweglichkeit einer Ionensorte im Kristall, wie auch im Kristallit, würde somit dadurch zustandekommen, daß die Ionen mit dem entgegengesetzten Vorzeichen an den Porenoberflächen stets Gelegenheit finden, durch chemische Bindung festgelegt zu werden, bevor sie merkliche Wegstrecken zurückgelegt haben. Da an makroskopischen freien „äußeren" Oberflächen solche Bindungsmöglichkeiten in geringerem Maße zur Verfügung stehen dürften, wird man erwarten, daß an derartigen Oberflächen unter Umständen auch bewegliche Ionen der sonst unverschieblichen Sorte vorkommen werden. Dies ist nun in der Tat der Fall bei einigen Versuchen von G. C. Schmidt, welcher bei einem außerordentlich großen Verhältnis von Oberfläche zu Volumen gearbeitet hat, während die gewöhnlichen Überführungsversuche einem sehr kleinen derartigen Verhältnisse entsprechen.

Für eine quantitative Prüfung der Porenvorstellung an derartigen Erscheinungen dürfte sich u. a.[3]) die Frage nach der Möglichkeit einer Kolloidtheorie der Mineralfärbungen eignen, welche bisher unter Hinweis auf die Festigkeit des Kristallgefüges erfolgreich bestritten worden ist[4]). Legt man die Porenvorstellung zugrunde, so zeigt sich, daß jene Theorie nicht bloß ohne jede weitere Schwierigkeit durchgeführt werden kann, sondern z. B. auch eine einleuchtende Deutung der Temperaturverschiedenheit des Farbenumschlages bei natürlich und künstlich gefärbten Steinsalzkristallen ermöglicht[1]). Aus der Leitfähigkeit des *NaCl* sowie der Temperatur und Einstelldauer des Farbenumschlages seiner gefärbten Modifikationen kann dann unter plausiblen Voraussetzungen berechnet werden, daß die Größenordnung des gesamten Porenvolumens im allgemeinen unterhalb des Genauigkeitsgrades der besten Dichtebestimmungen liegt, so daß eine Gefahr für Konflikte der Porenvorstellung mit anderweitigen Tatsachen hier jedenfalls nicht besteht. Durch diese Rechnung wird übrigens auch die Erwartung nahegelegt, daß die in einigen Fällen bemerkten Unterschiede zwischen den gewöhnlichen und den röntgenoptischen Dichtebestimmungen im allgemeinen nicht auf die mangelnde Berücksichtigung von Poren-Rauminhalten zurückzuführen sein dürften.

Was nun das Porensystem an sich betrifft, so ist zunächst klar, daß es bei hinreichend geringer, submikroskopischer Dimensionierung von der gewöhnlichen optischen oder röntgenoptischen Wahrnehmung ausgeschlossen sein muß, wodurch auch dem praktisch ungeordneten Charakter der Selbstdiffusion Rechnung getragen sein würde. Eine indirekte optische Wahrnehmbarkeit scheinen jedoch die Siedentopfschen Färbeversuche an *NaCl* und *KCl* mit hineindiffundierenden Alkalimetalldämpfen zu ermöglichen, bei welchen eine Zerstörung des Kristallgitters aus chemischen Gründen nicht in Betracht kommen dürfte. Immerhin aber kann man vorsichtshalber die aus der ultramikroskopischen Vermessung der Siedentopfschen Dünnschliffe erhaltenen Dimensionsverhältnisse als Grenzwerte für die gegenseitigen Abstände bzw. Durchmesser der Porengänge ansehen. Für die ersteren bekommt man bei *NaCl* aus dem mittleren Abstand der dichtesten Gruppen von färbenden Teilchen etwa $2{,}10^{-4}$ cm, was für das benutzte Verfahren eine untere Grenze darstellen wird; die Teilchendurchmesser sind demgegenüber mit Sicherheit kleiner als $4{,}10^{-5}$ cm, was demnach bloß eine obere Grenze für die Weite der feinsten Porenstränge bedeuten kann. Steinsalzfärbungen, welche durch

1) M. Le Blanc u. M. Kröger, Zeitschr. f. Elektrochemie **30**, 253, 1924.

2) Man vgl. hierzu etwa die analoge Verwertung der Ergebnisse von W. Pauli sen. für das Problem der *NaCl*-Färbungserscheinungen bei K. Przibram und M. Bělař, Wien. Ber. (IIa) **132**, 261, 1923.

3) Versuche über die Diffusionsgeschwindigkeit sowohl radioaktiver als auch nicht-radioaktiver Atome in Steinsalzkristallen sind an Material im Gange, welches der Verf. dem freundlichen Entgegenkommen von Hrn. Direktor Dr. H. Michel vom Naturhistorischen Staatsmuseum in Wien verdankt.

4) G. O. Wild und R. E. Liesegang, Zentralbl. f. Min. 1922, S. 481.

1) Diese Frage wird gelegentlich an anderer Stelle eine ausführlichere Behandlung finden. Vgl. hierzu die wichtigen Untersuchungen von K. Przibram und M. Bělař, Wien. Ber. (IIa) **132**, 261, 1923, oder K. Przibram, Zeitschr. f. Phys. **20**, 196, 1923, welche allerdings in einigen hier wesentlichen Punkten ergänzungsbedürftig zu sein scheinen.

Elektrolyse, Diffusion oder aber auf lichtelektrischem oder natürlichem Wege zustandegekommen sind, können jedoch auch von Teilchen hervorgebracht werden, deren Durchmesser weit unterhalb der ultramikroskopischen Sichtbarkeitsgrenze gelegen sind, so daß selbst die Annahme von wesentlich geringeren Minimaldurchmessern der feinsten Poren noch zulässig erscheint. Die unverkennbar kristallographisch bedingte Anordnung der färbenden Teilchen spricht sehr dafür, daß die Begrenzungen der Porenvolumina durch verschiedene Gitterebenen gebildet werden, wie das ja auch für die konvexe äußere Kristallbegrenzung zutrifft. Die kristallographisch orientierte Begrenzung von Gefügestörungen und Fremdeinschlüssen an beliebigem kristallisierten Materiale ist, von mineralogischer Seite übrigens schon so vielfältig makroskopisch wie mikroskopisch festgestellt worden, daß an ihrer allgemeinen Bedeutung nicht gezweifelt werden kann. Für eine allgemeine Verbreitung derartiger Störungen auch von submikroskopischer Beschaffenheit sprechen zahlreiche Farbeneffekte, welche durch Erwärmung oder Bestrahlung an vielen kristallisierten Substanzen hervorgebracht werden können — was bereits von Steinmetz für Fremdeinschlüsse ausgesprochen worden ist. Es wäre durchaus möglich, daß auch das gesamte große Gebiet der unselbständigen Stromleitung in Kristallen, welches von Pohl und Gudden in so außerordentlich erfolgreicher Weise bearbeitet worden ist[1]), auf eine Bevorzugung der Porenoberflächen durch die lichtelektrischen Strahlungswirkungen zurückgeführt werden könnte[2]). Die hier von H. Lenz[3]) auf Grund des Halleffektes zu etwa 10^{-6} cm bestimmte Größenanordnung der mittleren freien Weglänge der Leitungselektronen fällt gerade in die Größenordnung der Porendimensionen, bleibt hingegen vom Standpunkt der älteren Theorien völlig rätselhaft.

Bezüglich röntgenoptischer Indizien für die Wirksamkeit eines Porensystems in den Kristallen lassen sich demgegenüber vorläufig bloß vereinzelte Beobachtungstatsachen namhaft machen. Jedenfalls dürften hier vor allem Störungen der Gitterreflexion nach Richtung und Intensitätsverhältnissen in Betracht kommen. Einen Effekt der ersteren Art scheint jüngst Duane zufällig beobachtet zu haben[1]), während Darwin gewisse Intensitätsanomalien auf Unvollkommenheiten der Kristallstruktur zurückgeführt hat[2]).

Die vielleicht interessanteste und aktuellste Anwendung der Gitterporen-Vorstellung liegt endlich bei den Festigkeitsfragen. Schon die makroskopische Erfahrung lehrt, daß jeder Spalt, jedes Loch bei spröden Körpern im Sinne einer Herabsetzung ihrer Zerreißfestigkeit wirkt, bei überelastisch beanspruchbarem Material hingegen dessen Elastizitätsgrenze herabmindert. Wie zuerst A. A. Griffith gezeigt hat[3]), dessen theoretische Ausführungen vom Verfasser berichtigt worden sind[4]), kann man diese allgemeine Gesetzmäßigkeit für isotrope Körper aus der gewöhnlichen Elastizitätstheorie herleiten, wenn man die Zunahme der Oberflächenenergie berücksichtigt, welche beim Reißen oder plastischen Fließen mit Notwendigkeit eintritt. Wenn nun auch die idealsten wirklichen Einkristalle von einem Netz submikroskopischer Porengänge durchzogen sein sollen, so müßte man zumindest qualitativ folgern, daß ihre Zerreiß- bzw. Gleitfestigkeit allgemein kleiner sein müßte, als der molekularen chemischen Bindungsfestigkeit ihrer Bausteine entspricht. Das ist nun in der Tat der Fall, der Unterschied zwischen „molekularer" und „technischer" Festigkeit beträgt sogar zwei bis drei Größenordnungen! Für die Zerreißfestigkeit spröden Materials ist diese Diskrepanz schon öfters bemerkt worden, im Zusammenhang mit einer Löcherhypothese scheint aber erst Griffith auch ihre prinzipielle Bedeutung erwogen — wenn auch wiederum verlassen — zu haben. Wie die vorangehenden Ausführungen zu zeigen versucht haben, kann die Wirksamkeit submikroskopischer Porensysteme auch aus den ganz andersartigen Erscheinungen der Ionenleitung und Selbstdiffusion, sowie aus direkten ultramikroskopischen Befunden erschlossen werden, so daß diese Auffassung jetzt neue, unabhängige und wirksame Stützen erhält. Daß

1) B. Gudden, l. c.

2) Eine nähere Prüfung dieser Auffassung hat seither zu Ergebnissen geführt, welche ihre volle Berechtigung sicherzustellen scheinen, worauf demnächst an anderem Orte näher eingegangen werden wird. Wie sich gezeigt hat, dürften nahezu sämtliche von der Bornschen Gittertheorie bisher unerklärt gelassenen Eigenschaften des kristallisierten Zustandes, insbesondere auch seine Wärmeleitfähigkeit, mittels der Gitterporen-Vorstellung einer plausiblen Deutung zugänglich sein (Zusatz b. d. Korrektur).

3) H. Lenz, Ann. d. Phys. **77**, 449, 1925.

1) A. H. Armstrong, W. Duane und R. J. Havinghurst, Proc. Nat. Acad. Amer. **11**, 218, 1925.

2) C. G. Darwin, Phil. Mag. **43**, 800, 1922; siehe auch J. A. Wasastjerna, Soc. Fenn. Comm. Phys.-math. **2**, Nr. 15, 1924.

3) A. A. Griffith, Trans. Roy. Soc. London, A **221**, 163, 1920; Physica **4**, 184, 1924.

4) A. Smekal, Naturwissenschaften **10**, 799, 1922. Vgl. ferner die auf meine Anregung entstandene Untersuchung meines verehrten Freundes K. Wolf, Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. **3**, 107, 1923, welche überdies ein rechnerisches Versehen von Griffith berichtigt. In einem Nachtrag entwickelt Wolf höchst beachtenswerte Beziehungen der Griffithschen Betrachtungen zu den üblichen makroskopisch-halbempirischen Bruchtheorien.

die „technische" Gleitfestigkeit der Einzelkristalle ebenfalls um mehrere Größenordnungen hinter der „molekularen" zurückbleibt, kann aus der erst kürzlich von E. Schmid gemessenen Größe der ersteren unmittelbar gefolgert werden[1]).

Versucht man, die qualitative Bestätigung der geringen „technischen" Zerreiß- und Gleitfestigkeit nun auch quantitativ auszubauen, so stößt man einstweilen aber noch auf Schwierigkeiten theoretisch-rechnerischer Natur. Wie von Griffith gezeigt worden ist, läßt sich die Festigkeitserniedrigung des isotropen Materials durch vereinzelte Risse vorgegebener Längsdimensionen formelmäßig darstellen und an amorphem bzw. feinkristallinem Material auch experimentell bestätigen. Der gleiche theoretische Zusammenhang scheint sich größenordnungsmäßig ferner noch an kleinkörnigen polykristallinen Körpern zu bewähren, versagt jedoch völlig bei Einkristallen, wo er in manchen Fällen auf unmöglich große Rißdimensionen führt. Dieser anscheinende Mißerfolg ist überraschenderweise sogar schon als restlose Widerlegung der Löchervorstellung aufgefaßt worden[2]). Auch ohne weitere Rechnung ist jedoch klar, daß die Ansätze der Elastizitätstheorie weder auf körniges, noch auf einkristallines Material anwendbar sind und qualitativ eine Überschätzung der die Spannungsverteilung störenden Bereiche ergeben müssen. Diese Nichtanwendbarkeit kommt in der primitivsten Weise schon dadurch zum Ausdruck, daß die Elastizitätstheorie bereits den einkristallinen Gleitvorgang nicht zu erklären vermag, welcher wesentlich auf der Anisotropie der Gitterstruktur beruht; weitere, eher noch höher einzuschätzende Schwierigkeiten entstehen aus der gitterorientierten Begrenzung und der räumlich komplizierten Anordnung der Porenwege. Da eine rechnerische Erfassung dieser Umstände bisher nicht gelungen ist, muß man sich einstweilen auf Rückschlüsse beschränken, für welche eine teilweise Benutzung der experimentellen Tatsachen unvermeidlich bleibt. Hierzu mögen im folgenden bloß einige Beispiele herausgegriffen werden.

Aus der Erfahrung folgt, daß die Festigkeit des polykristallinen Materials stets größer ist als jene des einkristallinen, ferner daß sie mit abnehmender Korngröße zunimmt. Das ist nun nach dem Vorangehenden aber gerade vorauszusehen, wenn man die größere Herabsetzung der Festigkeit durch verborgene Gitterporen jener geringeren gegenüberstellt, welche angenähert elastizitätstheoretisch für die Korngrenzen als Risse in quasiisotropem Material gefolgert werden kann. In diesem Zusammenhange wären daher systematische experimentelle Untersuchungen jener Korngrößen von besonderem Interesse, bei welchen das Zerreißen vom Korninneren auf die Korngrenzen übergeht. Für die Vorstellung exakt ungestörter Kristallgitterbereiche ist der Gleitvorgang, namentlich aber das Auftreten paralleler Gleitflächenscharen von oft temperaturabhängigem Abstandsmittel unverständlich. Da auch die Oberflächenbeschaffenheit der Kristalle in vielen Fällen dafür nicht verantwortlich zu machen ist, wird eine mittlere räumlich-statistische Verteilung der Gitterporen dafür als maßgebend anzusehen sein. Die verschieden gute Gleitfähigkeit kristallographisch verschiedener Gleitebenen würde dann als Maß für die mittleren Porendimensionen nach den betreffenden Richtungen in Betracht kommen, was mit der früher gefolgerten kristallographischen Orientierung der Porenbegrenzungen wohl verträglich erscheint. In Verbindung damit verdient ferner festgehalten zu werden, daß der kleinste bisher messend beobachtete Gleitweg $6{,}5 \cdot 10^{-7}$ cm beträgt[1]), also gerade von der Größenordnung ist, welche oben für die Porendimensionen gefolgert wurde. Die beim Gleiten eintretende Verfestigung kann nach der Porenvorstellung, zumindest teilweise, völlig zwanglos auf die Verkleinerung der am meisten festigkeitserniedrigend wirkenden Poren zurückgeführt werden. Das Aufreißen neuer, kleinerer und anders orientierter Poren braucht dadurch nicht ausgeschlossen zu sein; da die Leitfähigkeit bloß von der gesamten Porenoberfläche, nicht aber vom Porenvolumen abhängt, kann so auch eine (vorübergehende?) Zunahme der Leitfähigkeit mit der Reckung eintreten, wie sie von Joffé beobachtet worden ist[2]). Da die größeren Poren einen stärkeren chemischen Angriff des Kristallmaterials zulassen als die kleineren, wird auch die bisher ungedeutete Beobachtung von Czochralski ohne weiteres verständlich, daß die gesetzmäßige Ätzgrubenbildung auf den Metallkristalliten zuweilen schon nach geringer Kaltreckung verschwindet[3]). Die Theorie der Verfestigung durch Biegegleitung steht dieser für die sogenannte Verlagerungstheorie von Czochralski grundlegenden Erscheinung völlig unverständlich gegenüber; wie hier nicht näher ausgeführt werden kann, scheint mittels der Gitterporenvorstellung eine Vereinigung dieser beiden bisher einander entgegen-

1) Siehe auch M. Polanyi, Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 5. 125, 1925.

2) G. Masing und M. Polanyi, Zeitschr. f. Phys. 28, 169, 1924, oder M. Polanyi, l. c. Auch Griffith scheint sich dieser Meinung angeschlossen zu haben (G. Masing und M. Polanyi, l. c. S. 175, Anm. 2).

1) C. Handford, Phil. Mag. **47**, 806, 1924.

2) A. Joffé, Int. Kongr. f. angew. Mech. Delft 1924.

3) J. Czochralski, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 1913, S. 931, 1014; 1923, S. 67.

gesetzten Theorien aber auch hinsichtlich aller temperaturabhängigen Verfestigungserscheinungen möglich zu sein.

Zum Schluß noch einige Worte über die Frage nach dem Zustandekommen des Porensystems, welchem im vorangehenden eine so erhebliche Tragweite zugeschrieben worden ist. Da der Leitfähigkeitssprung der Ionenleiter beim Schmelzpunkt fordert, daß die Poren bereits knapp unterhalb der Schmelztemperatur vorhanden sind, kann ihre Entstehung nur zugleich mit jener des kristallisierten Zustandes angenommen werden. Es folgt daraus, daß bloß die prinzipiell nicht zu beseitigenden Energieschwankungen, Oberflächenspannungseffekte, oder aber minimalste Verunreinigungen als Bildungsursache in Betracht kommen können. Für die Verhältnisse beim Kristallisieren aus Lösung oder Schmelze scheinen bestimmte Anhaltspunkte hierfür noch ausständig zu sein. Bei der Kristallbildung aus dem Dampfstrahl hingegen liegen bereits experimentelle Feststellungen vor, welche zumindest teilweise im Sinne des Energieschwankungsgesichtspunktes gedeutet werden könnten. Volmer und Estermann[1]) haben Quecksilber auf eine gekühlte Fläche destilliert und den Widerstand der sich niederschlagenden Schicht gemessen. Der Widerstand war anfangs sehr hoch und ging bei einer gewissen mittleren Schichtdicke plötzlich auf kleine Werte herab; es entstehen also zunächst einzelne Kriställchen ohne oder mit ganz losem Zusammenhang, welche sich zuerst selbständig vergrößern und erst zusammenwachsen, wenn eine gewisse Dicke überschritten ist. Estermann[2]) untersuchte ähnlich erzeugte Silberniederschläge auf ultramikroskopischem Wege und fand, daß diese aus getrennt voneinander liegenden Kriställchen bestehen, deren jedes zumindest 10^3 Atome enthält. Diese Beobachtungen lassen vermuten, daß die Poren beim nachträglichen Zusammenwachsen selbständig gebildeter kleinster Kriställchen entstehen und eine „Impfwirkung" verursachen, welche bei fortgesetzter Kristallisation die Entstehung weiterer Poren begünstigt; die Annahme, daß ähnliches auch beim Kristallisieren aus Lösung oder Schmelze eintritt, dürfte einer experimentellen Bestätigung nicht unzugänglich sein. Endlich möge noch erwähnt werden, daß man versuchen könnte, auch die gewöhnliche Elektronenleitung der Metalle als ein Porenphänomen aufzufassen, doch dürfte hierfür bisher kaum irgendwelche berücksichtigenswerte Veranlassung vorliegen[1]).

1) M. Volmer und J. Estermann, Zeitschr. f. Phys. 7, 1, 1921.

2) J. Estermann, Zeitschr. f. phys. Chem. 106, 403, 1923.

Diskussion.

Herr Herzfeld: Ich möchte zwei Punkte erwähnen, die für die Auffassung sprechen, daß tatsächlich solche Unregelmäßigkeiten vorkommen. Erstens treten in der Röntgenspektroskopie Intensitätseffekte auf, die nach Darwin nur dadurch erklärt werden können, daß der Kristall nicht einheitlich ist. Zweitens ist die Existenz von Ätzfiguren nach R. Groß an solche feine Spalten geknüpft.

Herr Smekal: Leider hat es mir an Zeit gemangelt, auf die von Herrn Herzfeld genannten beiden Effekte, wie ursprünglich beabsichtigt, näher einzugehen. Außer dem röntgenoptischen Intensitätseffekt gibt es anscheinend auch einen Richtungseffekt, wie aus einer kürzlichen Notiz über eine gelegentliche Beobachtung von Armstrong, Duane und Havinghurst hervorgeht. Ich habe mir viel Mühe gegeben, die nach neueren Messungen bei tiefen Temperaturen auftretenden Abweichungen der Intensität der Röntgenreflexion von der Debyeschen Theorie durch möglichst weitgehende Anpassung der letzteren an die Beobachtungen zu beseitigen; es hat sich dies jedoch als vergeblich herausgestellt, so daß auch diese Tatsachen wohl nicht ohne Bezugnahme auf Gitterstörungen zu verstehen sein dürften.

Neben der Existenz von Ätzfiguren scheinen mir namentlich deren Veränderungen durch die Kaltreckung bemerkenswert, insbesondere dann, wenn die geätzten Flächen nachweislich von keinerlei Gleitebenen geschnitten worden sind.

1) Offensichtlich würde die Porenvorstellung einen neuen Erklärungsgrund für das Fehlen eines merklichen Beitrages der Leitungselektronen zur spezifischen Wärme liefern: die geringe Trägeranzahl drückt jenen Beitrag weit unter die Grenze der gegenwärtigen Meßgenauigkeit herab.

W. Molthan (Karlsruhe), Beiträge zur Theorie der Diffusionsluftpumpen.

Bei den mit Quecksilberdampf betriebenen Hochvakuumpumpen wird bekanntlich durch Erhitzen von Quecksilber in einem Siedegefäß ein Quecksilberdampfstrom erzeugt. Das Dampfrohr endet (wie Fig. 1 zeigt) in einem etwas erweiterten, durch Wasser gekühlten Raum, in welchem der Quecksilberdampf kondensiert wird. Die Luft diffundiert durch die ringförmige Öffnung zwischen Dampfrohr D und innerer Kühlerwand E in den Dampfstrom hinein und wird vom Dampf in das Vorvakuum fortgespült. Diese

Diffusion von Luftmolekülen durch die Diffusionsöffnung hindurch ist nach den Berechnungen von Gaede an folgende Bedingung gebunden: Die Weite der Diffusionsöffnuug darf die freie

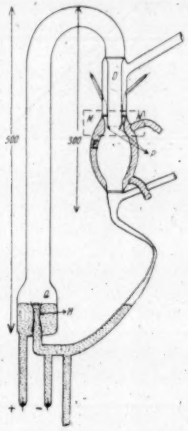


Fig. 1.

Weglänge der Luftmoleküle größenordnungsweise nicht überschreiten. Strömt der Dampf aus dem Dampfrohr mit bedeutender Geschwindigkeit aus, so darf für die Berechnung der wirksamen freien Weglänge in der Diffusionsöffnung

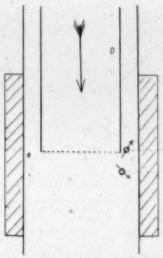


Fig. 2.

nicht mehr die normale Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung angenommen werden[1]). Tritt der Dampf aus dem Rohr D in der Pfeilrichtung aus (siehe Fig. 2), so werden mit der Steigerung der Dampfgeschwindigkeit immer weniger Dampfmoleküle in Richtung nach a in den Absaugespalt zurückfliegen, als in Richtung nach b gelangen. Die Störung der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung infolge gesteigerter Dampfgeschwindigkeit hat demnach eine Dichteverminderung und damit eine Vergrößerung der freien Weglänge im Diffusionsspalt zur Folge.

Ausgehend von der vektoriellen Überlagerung der Molekulargeschwindigkeit mit einer allen Molekülen gemeinsamen Strömungsgeschwindigkeit führt der genaue Ansatz zu einem Integral, welches durch Reihenentwicklung gelöst wurde. Das Resultat der Rechnung[1]) wird durch Fig. 3 veranschaulicht. Die Strömungsgeschwindigkeit ist gleich der mittleren Molekulargeschwindigkeit angenommen. Der Dampf ströme in horizontaler Richtung längs eines Dampfrohres, welches im Punkt o eine kreisförmige Öffnung besitze. Machen wir o zum Ursprung eines Koordinatensystems, so geben

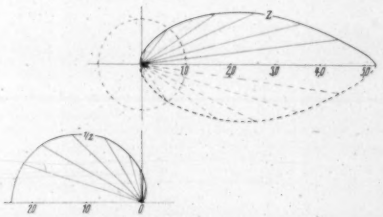


Fig. 3.

die Radienvektoren von o aus bis zur Kurve Z die Dichte an, die unter den einzelnen Winkeln gegenüber der Strömungsrichtung sich errechnet. Zum Vergleich zeigt der punktierte Kreis die nach allen Richtungen gleichmäßige Dichteverteilung bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten. In der Strömungsrichtung ist der Radiusvektor oZ etwa fünfmal größer als der Kreisradius, die Dichte ist verfünffacht. Entgegen der Strömungsrichtung ist der Radiusvektor oZ etwa 20mal kleiner als der Kreisradius, die Dichte ist auf $^1/_{20}$ gesunken. Der Schnittpunkt der Kurve Z mit dem Einheitskreis würde die Stelle angeben, wo auch nach der Superposition der Translationsgeschwindigkeit dieselbe Dichte wie vorher ohne Strömungsbewegung herrscht. Die Kurve $1/Z$ in Fig. 3 stellt die reziproken Dichten dar, d. h. sie gibt die Vergrößerung der freien Weglängen in den einzelnen Winkelbereichen gegenüber der Strömungsrichtung an. Im Winkelbereich bis zu 45° gegenüber der rückwärtigen Strömungsrichtung würde danach

[1]) Gaede, Zeitschr. f. techn. Physik, 1923, S. 350.

[1]) Die ausführliche mathematische Rechnung wird demnächst veröffentlicht werden.

mit einer etwa 17,5 fachen Vergrößerung der freien Weglänge seitlich des Dampfrohres zu rechnen sein.

Es wurde versucht, die zur Berechnung der freien Weglänge notwendige Strömungsgeschwindigkeit des Quecksilberdampfes nach folgender Methode zu messen. Es waren an einer Pumpe mit Lichtbogenheizung (s. Fig. 1 u. 4) zwei

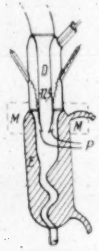


Fig. 4.

Sonden angebracht (P). Fließt aus dem Dampfrohr an P eine elektrisch leitende Flüssigkeit vorbei, so geben die Sonden P die Induktionsspannung des im Magnetfeld bewegten Leiters. Die Bewegungsgeschwindigkeit läßt sich aus der gemessenen Spannung, der magnetischen Feldstärke und dem Abstand der Sonden berechnen. Im vorliegenden Falle ist der fließende Leiter ionisierter Hg-Dampf. Die Messungen ergaben Geschwindigkeitswerte von der 1,6 fachen bis sogar zur 4 fachen Molekulargeschwindigkeit. Nach den Lehren der Hydrodynamik und Thermodynamik ist jedoch bei Expansion ins Vakuum die größtmögliche Ausströmungsgeschwindigkeit von Quecksilberdampf gleich der 1,4 fachen mittleren Molekulargeschwindigkeit.

Die zu groß ermittelten Geschwindigkeitswerte finden ihre Erklärung, wenn man bedenkt, daß in ionisiertem Quecksilberdampf freie Elektronen vorhanden sind und diese infolge ihrer viel kleineren Masse gegenüber den schweren Quecksilberionen im thermischen Gleichgewicht mehr als die 600 fache Geschwindigkeit annehmen. Beim Ausströmen in das Vakuum eilen die Elektronen gegenüber den positiven Quecksilberionen vor. Es entstehen elektrische Doppelschichten, welche die Elektronengeschwindigkeit wieder herabsetzen. Die Methode mißt die resultierende Geschwindigkeit des Elektronenschwarmes.

Für alle folgenden theoretischen Überlegungen wurde die Strömungsgeschwindigkeit von derselben Größe wie die mittlere Molekulargeschwindigkeit angenommen, weil beim freien Austritt des Dampfes in einen hochevakuierten Raum dies die wahrscheinlichste Größenordnung ist.

Bei einer Strömungsgeschwindigkeit, die gleich der Molekulargeschwindigkeit ist, wird infolge der Eigenbewegung der Moleküle der Quecksilberdampfstrom unmittelbar nach Verlassen des Dampfrohres beim Eintritt in einen hochevakuierten Raum sich seitlich ausbreiten. Legt man die Dichteänderungen zugrunde, die aus den erwähnten Rechnungen sich ergeben, und führt man die Stromlinienzeichnung unter dem Gesichtspunkt durch, daß die Stromlinien um so dichter liegen, je größer die Dampfdichte ist, so entsteht Figur 5. Man erhält als Strömungsbild einen Dampfbüschel, der in der Stromrichtung am dichtesten ist und nach den Seiten ständig abnimmt, um ein Minimum an Dichte in der dem Dampfstrom entgegengesetzten Richtung zu erreichen. Die punktierte Kurve steht senkrecht auf den Stromlinien. Ihre Länge zwischen zwei Strömungslinien ist proportional der molekularen freien Weglänge. Das Kurvenstück a ist etwa 100 mal so lang als das Kurvenstück b. Die freie molekulare Weglänge ist in dem nach oben gehenden Teil des Dampfbüschels somit etwa 100 mal so groß als in dem nach unten gerichteten Hauptstrom des Dampfbüschels.

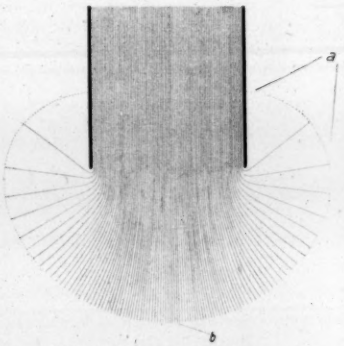


Fig. 5. Dampfbüschel bei großer Austrittsgeschwindigkeit.

Fig. 6 stellt die Ausbildung eines Dampfbüschels dar, wenn der Dampf ins Vakuum ausströmt mit einer Geschwindigkeit, die gegenüber der Molekulargeschwindigkeit zu vernachlässigen ist. Der Dampfbüschel ist nach allen Seiten dann gleich dicht.

Fig. 5 und 6 sind idealisiert. In den praktisch vorkommenden Fällen ist eine Kombination der Dampfbüschel Fig. 5 und 6 zu erwarten aus

folgendem Grunde: Bei dem Dampfbüschel Fig. 5 ist die Geschwindigkeit der an die Rohrwandung grenzenden Dampfschicht durch die Wandreibung langsamer als die maximal mögliche Strömungsgeschwindigkeit. Bei dem Dampfbüschel Fig. 6 tritt infolge des Druckgefälles

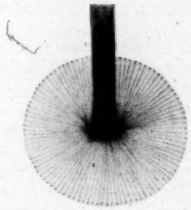


Fig. 6. Dampfbüschel bei kleiner Austrittsgeschwindigkeit.

vom Ende des Dampfrohres ins Vakuum hinein eine Beschleunigung auf, die der Annahme von kleinen Geschwindigkeiten am Dampfrohrende zuwiderläuft.

Tritt der Dampf in einen mit Gas oder Dampf erfüllten Raum, so breitet der Dampf sich nicht büschelförmig aus, sondern die Dampfteilchen behalten im wesentlichen ihre Richtung bei, es bildet sich ein „Dampfstrahl" aus (Fig. 7).

Fig. 7. Dampfstrahl bei großem Druck.

Fig. 8. Dampfstrahl bei sehr kleinem Druck. (Molekularstrahl.)

Ist der Dampf beim Eintritt in einen hochevakuierten Raum so verdünnt und der gegenseitige Abstand der Dampfmoleküle so groß, daß die gegenseitigen Zusammenstöße sehr selten sind, so fliegen die Dampfmoleküle im evakuierten Raum geradlinig weiter. Den Dampfstrahl bezeichnet man in diesem Falle als „Molekularstrahl" (Fig. 8).

Den Übergang vom Strahl zum Büschel veranschaulichen die Fig. 9 und 10. Diese sind einer Arbeit von Stark und Reich aus der Physik. Zeitschrift 4, 324, 1903 entnommen und stellen die an leuchtendem Quecksilberdampf beobachteten Erscheinungen dar. Fig. 9 zeigt den Dampfbüschel, der sich beim Eintritt des Dampfes in einen Raum mit kleinem Dampfdruck bildet, während Fig. 10 die infolge Steigerung des Dampfdruckes auftretende Strahlbildung zeigt. Die Fig. 11 entstammt einer Arbeit von Prandtl und zeigt, daß schon rein hydrodynamische Berechnungen eine büschelförmige Ausbreitung von Dampf im Vakuum ergeben. Der Dampfbüschel biegt bis zu 129° gegen die Strömungsrichtung um, wenn maximal mögliche Geschwindigkeit vorausgesetzt wird. Auf Grund der Kontinuumstheorie können allerdings keine Dampfteilchen unmittelbar nach rückwärts sich aus der Strömung loslösen. Die gesamte Ausbreitung des Büschels, auch entgegen der Stromrichtung, liefert nur die leistungsfähigere Molekulartheorie.

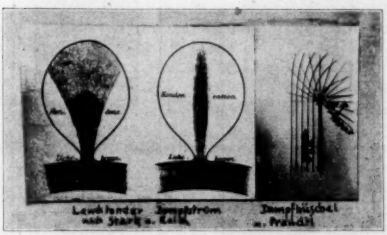


Fig. 9. Fig. 10. Fig. 11.

Tritt der Quecksilberdampf aus dem Dampfrohr aus, so sind an der Übergangsstelle vom Dampfrohr in das zum Vorvakuum führende Rohr, d. h. am Absaugespalt, die vier genannten Strömungsformen des Dampfes möglich. Zur Erzeugung eines Hochvakuums unbrauchbar sind die beiden Strahlformen. Der Dampfstrahl (Fig. 7) kommt nicht in Betracht, weil er im Vakuum nicht existenzfähig ist. Der Molekularstrahl (Fig. 8) ist unbrauchbar, weil er zu dünn ist, um die abzusaugenden Luftmoleküle in das Vorvakuum treiben zu können. Es bleiben nur die beiden Büschelformen übrig. Die kleinen Dampfgeschwindigkeiten entsprechende Büschelform (Fig. 6) wurde bei dem ersten Gaedeschen Modell der Diffusionsluftpumpe verwendet. Die hohen Dampfgeschwindigkeiten entsprechende Büschelform (Fig. 5) findet bei den jetzt gebräuchlichen Modellen von Diffusionsluftpumpen Anwendung.

Begriffsbildungen wie Hochvakuum-Dampfstrahlpumpen entbehren jeden Sinnes, weil Dampfstrahlen im Hochvakuum nicht existenzfähig sind.

Den prinzipiellen Unterschied zwischen den beiden Methoden, die Luft mittels Dampf auszupumpen, d. h. den Gegensatz von einer Dampf-

strahlpumpe und einer Diffusionsluftpumpe, zeigen die Fig. 12 und 13. Fig. 12 ist eine Strahlpumpe. Bei der Strahlpumpe tritt der Dampf in Strahlform in den lufterfüllten Raum ein. An der Begrenzungsschicht von bewegtem Dampf und ruhender Luft bilden sich Wirbel, welche die Luft dem Dampf beimischen. Die spiralförmigen Strömungslinien sollen die Dampf-Luft-Wirbel schematisch andeuten und zeigen, wie die Wirbel nach unten vom Dampfstrahl mitgenommen werden. Die Saugwirkung kommt dadurch zustande, daß in dem unteren Rohr (Staudüse, Diffusor) der Druck auf Kosten der Geschwindigkeit ansteigt. Infolgedessen entsteht bei F (Fig. 12) ein Unterdruck, und die Luft strömt in Richtung des punktierten Pfeiles nach.

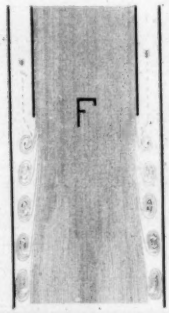


Fig. 12. Dampfstrahlpumpe.

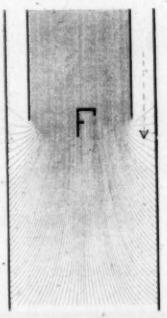


Fig. 13. Diffusionspumpe mit Dampfbüschel.

Fig. 13 ist eine Diffusionsluftpumpe. Der Dampf tritt in das evakuierte, gekühlte Rohr in Büschelform mit großer Geschwindigkeit (-Molekulargeschwindigkeit) ein. Die Hauptmasse des Dampfes strömt nach unten. Nach oben tritt so wenig Dampf zurück, daß die Luft in Richtung des punktierten Pfeiles in den nach unten gerichteten Teil des Dampfstromes diffundieren kann. Von hier aus wird die Luft nach unten zur Vorpumpe gespült. Die Diffusion kommt nur zustande, wenn die Spaltweite die freie molekulare Weglänge größenordnungsweise nicht überschreitet.

Daß diese Bedingung erfüllt ist, zeigt die nebenstehende Tabelle. Die beiden ersten Spalten sind für eine 2 mm weite kreisförmige Diffusionsöffnung theoretisch berechnet. Der Dampfdruck nimmt von den oberen zu den unteren Zahlen von 0,1 mm bis 10 mm zu. Die Dampfgeschwindigkeit ist gleich Molekulargeschwindigkeit. Man sieht, daß die Saugeschwindigkeit S' gegen 0 konvergiert, wenn die freie Weglänge λ klein wird gegen den Öffnungsdurchmesser 2 mm.

Öffnungsdurchmesser $d = 2$ mm		Modell I.		Modell II.	
λ in mm	S' ber.	λ in mm	S' beob.	λ in mm	S' beob.
16,40	347	27,5	1790	8,4	750
1,84	205	14,3	1600	2,7	400
0,96	126	9,4	1420	1,8	200
0,65	82	7,5	1170	1,5	120
0,51	55	5,6	965	1,4	80
0,40	38	4,1	680		
0,21	7	3,6	590		
		3,0	370		
		2,6	220		

Das gleiche zeigen die am Pumpenmodell I und II beobachteten Sauggeschwindigkeitswerte S' in den Spalten 3 bis 6. Bei Modell I war die Weite des Diffusionsspaltes 2 mm, bei Modell II 4 mm. Der Dampfdruck bei F (Fig. 13) stieg von 0,5 mm bis zu etwa 4 mm. Da die Dampfgeschwindigkeit nicht einwandsfrei gemessen werden konnte, wurde der wahrscheinlichste Wert, Dampfgeschwindigkeit gleich Molekulargeschwindigkeit, der Berechnung zugrunde gelegt. Bei diesen Messungen wurde zur Ermittlung des Dampfdruckes bei F (Fig. 13) die Menge des per sec im Vorvakuum sich kondensierenden Quecksilbers gemessen.

Bei der Dampfstrahlpumpe ist das erreichbare Vakuum vom Dampfdruck bei F (Fig. 12) unmittelbar abhängig. Das Grenzvakuum ist erreicht, wenn der Luftdruck dem entgegenstehenden Druck des Dampfstrahles am Einlaßspalt gleich geworden ist. Bei der Diffusionsluftpumpe ist das Grenzvakuum vom Dampfdruck bei F (Fig. 13) unabhängig, dafür aber vom Luftgehalt des Dampfstromes abhängig. Ist der Dampfstrom luftfrei, so muß man theoretisch eine vollständige Luftleere im Rezipienten erreichen. Als wesentlicher Unterschied zwischen Dampfstrahlpumpe und Diffusionspumpe ergibt sich folgendes: Wird dem Dampf bei der Strahlpumpe Luft beigemengt, so saugt der Dampf-Luftstrahl die Luft ebenso gut ab wie der reine Dampfstrahl. Wird dagegen bei der Diffusionspumpe dem Dampf Luft beigemengt, so versagt die Pumpe, sie gibt kein Hochvakuum mehr. Bei der Dampfstrahlpumpe wird das Vakuum dynamisch durch die Wucht des Dampfes erzeugt. Bei der Diffusionsluftpumpe dagegen spült der Dampfstrom die aus dem Rezipienten herausdiffundierende Luft fort, ähnlich wie das fließende Wasser die aus gegerbtem Leder, gefärbten Stoffen oder einem Dialysator herausdiffundierende Salzlösung fortschwemmt.

Die im Handel befindlichen Diffusionsluftpumpen, die eine Spaltweite von wenigen Milli-

metern haben und bei einem Vorvakuum von 0,01 mm bis zu einigen Millimetern Quecksilbersäule arbeiten, können sowohl als Dampfstrahlpumpen wie als Diffusionspumpen wirken. Solange der Druck größer als 1 mm ist, sind sie Dampfstrahlpumpen. Das Druckintervall 1 mm bis 0,1 mm ist ein Übergangsgebiet. Ist der Luftdruck unter 0,1 mm gesunken, so wirken diese Pumpen bis in das höchste Vakuum als reine Diffusionsluftpumpen, ganz unabhängig davon, wie groß der Druck im Vorvakuum ist.

Als wesentliches Ergebnis der vorgetragenen Arbeit ist zu nennen, daß nunmehr auch bei den jetzt gebräuchlichen Diffusionsluftpumpen mit sehr großen Dampfgeschwindigkeiten die für die Wirkung wichtigen Konstanten: freie molekulare Weglänge und Saugleistung, berechnet werden können.

Ernst Brüche (Danzig), Das Flächenmanometer, ein verbessertes Quarzfadenmanometer[1]).

Bei der Messung der Absorption, Reflexion, Diffusion von Elektronen in Gasen ist die Kenntnis des Gasdrucks bis auf einige Prozente genau erforderlich. Gewöhnlich wird zur Druckmessung im Druckgebiet 0,001—0,02 mm Quecksilbersäule das Mc Leod benutzt, das indessen für die Druckmessung von Dämpfen und aggressiven Gasen wie z. B. Chlor nicht benutzbar ist.

Da ich solche Stoffe auf die obengenannten Eigenschaften untersuchen wollte, mußte ich zunächst nach einem geeigneten Druckmeßinstrument Umschau halten. Durchsicht der Literatur ergab, daß das Quarzfadenmanometer der Herren Haber und Kerschbaum für diesen Zweck in Betracht kam. Dieses Instrument hat aber eine Reihe von großen Unbequemlichkeiten für die Benutzung, die seine Verwendung stark erschweren, wenn nicht unmöglich machen.

Ich habe nun versucht unter Beibehaltung des Prinzips das Manometer so umzuändern, daß diese Unannehmlichkeiten möglichst verschwinden.

Das Fadenmanometer, das den Ausgangspunkt der Konstruktion bildet, besteht aus einem Quarzfaden, dessen eines Ende in der Kuppe eines Glasrohres angebracht ist, während das andere Ende frei beweglich ist. Beim Anstoß des Rohres von außen gerät der Faden in Schwingungen, deren Dämpfung von der Größe des Gasdrucks abhängig ist. Als Maß der Dämpfung kann die Halbwertszeit benutzt werden. Darunter soll die Zeit verstanden werden, in der die Schwingungsamplitude auf den halben Wert zurückgeht. Für den Zusammenhang zwischen der Halbwertszeit und dem Druck leiteten die Herren Haber und Kerschbaum eine zweikonstantige Formel ab, die sie auch experimentell bestätigen konnten. In die Formel geht noch das Molekulargewicht ein.

Das Instrument hatte folgende Unbequemlichkeiten für die Benutzung.

1. Abhängigkeit vom Molekulargewicht.
2. Lange Dauer einer Druckbestimmung (3—15 Minuten).
3. Schwierigkeiten beim Erregen der Schwingung durch Klopfen am Außenrohr. Beim ungeschickten Stoß treten Lissajoussche Figuren auf, das bedeutet abermals Zeitverlust für die Messung.
4. Subjektive Ablesung bei Beobachtung der Schwingung in einem Telemikroskop mit Okularskala.
5. Starke Erschütterungsempfindlichkeit, so daß die Fadenschwingung, wenn z. B. eine Diffusionspumpe in der Nähe in Betrieb ist, überhaupt nicht vollständig zur Ruhe kommt.

Der Nachteil 1 ist prinzipieller Natur und läßt sich daher natürlich nicht beseitigen.

Das Resultat der Konstruktionsaufgabe, bei dem die anderen Unannehmlichkeiten für die Benutzung 2 bis 5 wesentlich verringert sind, ist das Flächenmanometer, wie es durch Abb. 1 dargestellt wird. In einem Glasrohr von etwa 4 cm Weite sitzt unter Reibung ein Gestell aus Quarzstäbchen. An dem horizontal liegenden Trägerstäbchen T dieses Gestells ist das bewegliche System angeschmolzen. Es besteht aus 2 Quarzbändern B (7,5 cm Länge, 0,8 × 0,1 mm Querschnitt), die oben an das Trägerstäbchen T, unten an ein sehr dünnes Quarzblatt Q (3 × 3 cm Fläche, 0,05 mm Dicke) angeschmolzen sind, welches seinerseits wieder einen in Quarz eingeschmolzenen kleinen Eisenkern E und eine Spitze S trägt, die ein scharfes Schattenbild bei der Projektion ergibt. Durch die um die Dämpfungsfläche herumgreifende Gabel G wird der zum Schwingen zur Verfügung stehende Raum geeignet eingegrenzt. Bei der Erregung des Elektromagneten M schlägt die Dämpfungsfläche an die eine Gabelzinke, wodurch eine stets gleiche Anfangsamplitude erreicht wird. Das Schattenbild der Zeigerspitze S wird auf einen Schirm, auf dem entsprechende Marken angebracht sind, projiziert.

[1]) Eine ausführliche Darstellung der Arbeit wird den Annalen der Physik zum Druck eingereicht werden.

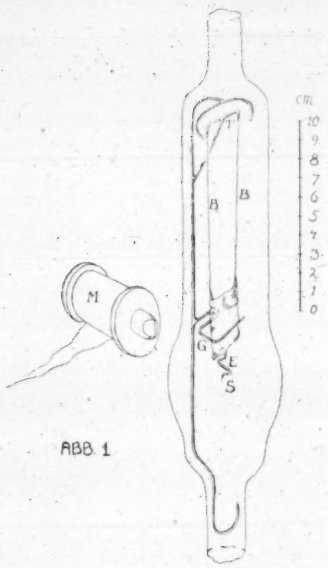


ABB. 1

Durch die Verwendung einer Dämpfungsfläche, die an Einzelfäden aufgehängt ist, wird folgendes gegenüber dem Fadenmanometer gewonnen. Rücktreibende Kraft (Fadenquerschnitt und Länge), träge Masse (im wesentlichen Maße der Dämpfungsfläche) und Größe der Dämpfung (Flächengröße) können unabhängig voneinander beliebig gewählt werden, während beim Fadenmanometer mit einer Vergrößerung der Dämpfungsfläche, d. h. des Radius, zur Erhöhung der Dämpfung zwangsmäßig eine Vergrößerung des Fadenquerschnitts und damit eine Erhöhung der Fadenmasse und rücktreibenden Kraft verbunden ist.

Durch diese beim Flächenmanometer erreichte Unabhängigkeit in der Wahl der drei den Schwingungsvorgang in Geschwindigkeits- und Dämpfungsverhältnissen bestimmten Größen kann folgendes erreicht werden:

Zu 2. Die Ablesedauer (Halbwertszeit) wird gegenüber dem Fadenmanometer bis auf $^1/_5$ herabgedrückt.

Zu 3. Die Schwierigkeiten beim Erregen fallen bei der Benutzung des magnetischen Anstoßes vollständig fort.

Zu 4. Bei einer starken Verlangsamung des Schwingungsvorganges wird eine relativ bequeme Beobachtung am Projektionsschirm möglich.

Zu 5. Ebenso ist bei der Verlangsamung des Schwingungsvorganges eine Resonanz zwischen der langsamen Systemschwingung und den schnell aufeinander folgenden Erschütterungsstößen der Pumpe nicht mehr zu befürchten.

Das ausgeführte Manometer zeigt, daß diese Überlegungen richtig sind.

Es möge nun noch die Formel und Empfindlichkeit des Flächenmanometers mit der des Fadenmanometers qualitativ verglichen werden. Die den Formeln entsprechenden Kurven sind in Abb. 2 graphisch aufgetragen und zwar sind, da es hier auf den Kurvencharakter, nicht auf die absolute Dauer der Halbwertszeiten ankommt, die Proportionalitätskonstanten für Flächen- und Fadenmanometer gleich gesetzt worden.

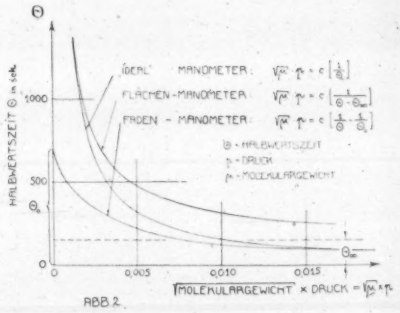


ABB. 2.

Abb. 2.

Die Herren Haber und Kerschbaum haben gezeigt, daß folgende Formel den Dämpfungsvorgang des Gases wiedergibt.

$$\sqrt{\mu \cdot p} = c \cdot \left[\frac{1}{\Theta}\right]$$

(p = Druck, μ = Molekulargewicht, c = eine Konstante, Θ = Halbwertszeit).

Die dieser Formel entsprechende Kurve — eine Hyperbel —, ist in der graphischen Darstellung, Abb. 2, als die des „Idealmanometers" bezeichnet worden, weil in dieser Gleichung keine weiteren Erscheinungen als nur die der Gasdämpfung berücksichtigt worden sind. Wie sich nachweisen läßt, ist für dies „Idealmanometer" die Empfindlichkeit, d. h. die Änderung der Halbwertszeit bei Änderung des Drucks um 1 Proz. unabhängig vom Druck.

Beim Fadenmanometer der Herren Haber und Kerschbaum zeigt sich der Einfluß der Eigenreibung der Fäden darin, daß die Halbwertszeit für kleine Drucke einen Grenzwert erreicht, weswegen die Empfindlichkeit beim

Übergang zu kleinen Drucken, d. h. an der wichtigen Seite des Meßgebietes, stark sinkt.

$$\sqrt{\mu \cdot p} = c \cdot \left[\frac{1}{\Theta} - \frac{1}{\Theta_0} \right].$$

Beim Flächenmanometer ist wegen der großen Dämpfungsfläche die freie Weglänge nicht mehr groß gegenüber den Abmessungen der dämpfenden Fläche, daher macht sich der Einfluß der inneren Reibung des Gases bemerkbar, während wegen der Langsamkeit der Schwingung die Wirkung der Eigenreibung der Fäden zurücktritt. Der Einfluß der inneren Reibung des Gases zeigt sich darin, daß die Halbwertszeichen sich für hohe Drucke nicht dem Werte Null, sondern dem Werte Θ_∞ nähern. Daher sinkt die Empfindlichkeit des Instruments beim Übergang zu großen Drucken.

$$\sqrt{\mu \cdot p} = c \cdot \left[\frac{1}{\Theta - \Theta_\infty} \right].$$

Für die Werte von Θ_∞ gilt eine einfache Beziehung nämlich:

$$\Theta_\infty \cdot \eta = \text{konst.}$$

Bemerkt sei noch, daß sich aus dem Versuchsmaterial nachweisen läßt, daß der mittlere Fehler einer Einzelmessung bei normalen Bedingungen rund 2 Proz. beträgt.

Es ist so gelungen, ein Druckmeßinstrument vom Meßbereiche 0,001—0,02 mm Quecksilbersäule anzugeben, das nach Eichung mit einem Gase für jedes andere Gas benutzbar ist, von dem Molekulargewicht und Koeffizient der inneren Reibung bekannt sind. Das Instrument ist für Dämpfe und aggressive Gase benutzbar. Die Dauer einer Messung beträgt im Durchschnitt eine Minute. Der mittlere Fehler einer Druckbestimmung liegt bei rund 2 Proz.

(Es wird auf die Möglichkeit der Besichtigung des Instruments im Physikalischen Institut hingewiesen).

Reinhold Fürth (Prag), Diffusionsversuche an Lösungen.

Die bisherigen Versuche zur Untersuchung der Ausbreitung gelöster Stoffe durch Diffusion in ihrem Lösungsmittel sind in theoretischer und praktischer Hinsicht mehrfach mangelhaft. Infolge der bekannten Langsamkeit der Diffusion in Flüssigkeiten (bedingt durch die Kleinheit des Diffusionskoeffizienten) ist zunächst die Zeitdauer eines Diffusionsversuches meist außerordentlich groß (in der Größenordnung von einigen Tagen), besonders groß bei kolloiden Lösungen. Während dieser Zeit muß zur Vermeidung von Wärmeströmungen die Temperatur im ganzen Diffusionsgefäß peinlich konstant gehalten werden. Hierdurch wird die Aufgabe, Diffusionskoeffizienten zu bestimmen ungeheuer zeitraubend und mühsam, wenn nicht unmöglich. Ferner kommt hierzu noch, daß die meisten der bisher üblichen Methoden zur Auswertung der Messungen von vornherein ein bestimmtes Diffusionsgesetz zugrunde legen müssen, ohne daß man bisher die genaue Gültigkeit eines solchen Gesetzes experimentell bewiesen hätte. Es ergibt sich daher die Aufgabe, Methoden zu finden, die die obigen Fehler vermeiden und einerseits die genaue Form des Diffusionsgesetzes bestimmen lassen, anderseits die Möglichkeit bieten, die Diffusionskoeffizienten rasch und sicher zu bestimmen. Die Wichtigkeit solcher Messungen liegt auf der Hand, da ja aus den Diffusionskoeffizienten am einfachsten Schlüsse auf die Konstitution der gelösten Teilchen gezogen werden können.

Die beiden im folgenden beschriebenen Methoden lösen die obige Aufgabe einfach durch den Kunstgriff, die Ausbreitung der Diffusion im mikroskopischen Gebiet zu verfolgen. Schon aus Dimensionsgründen folgt nämlich, daß bei Verkleinerung der Abmessungen X der Diffusionsgefäße offenbar die Beobachtungsdauer T sich so verkürzt, daß dabei $\frac{X^2}{T}$ ungefähr konstant bleibt. Macht man also X hundertmal so klein, so wird T auf ein Zehntausendstel abgekürzt, d. h. von einigen Tagen auf einige Minuten. Ein bestimmtes Diffusionsgesetz wird ferner von vornherein nicht zugrunde gelegt. Dadurch fallen die obigen Fehlerquellen offenbar alle weg und die Aufgabe ist gelöst.

Die erste Methode ist auf gefärbte Lösungen anwendbar, besonders gelöste Farbstoffe. Das Diffusionsgefäß hat die Form der Fig. 1 (Originalgröße). Die Tiefe des Gefäßes beträgt ungefähr 1 mm. In der linken Hälfte des Gefäßes wird die Ausgangslösung mit der Konzentration c_0 und das reine Lösungsmittel übereinandergeschichtet, wobei beide voneinander durch einen beweglichen Schieber (aus dünnem Blech) zunächst getrennt sind, so daß sie sich nicht vermischen können und eine vollständig scharfe und definierte Grenzfläche erzielt wird. In die rechte Hälfte wird eine entsprechende Verdünnung v der Ausgangslösung (z. B. $^1/_4$) eingefüllt. Das Ganze wird in vertikaler Stellung auf dem Tisch eines horizontal gestellten Mikroskops mit schwacher Vergrößerung befestigt. Als Okular dient das Zeißsche Okularschraubenmikrometer, dessen Gesichtsfeld durch eine Blende bis auf einen schmalen horizontalen

Streifen ausgeblendet wurde. Durch Drehen an der Schraube des Mikrometers kann dieser Streifen in vertikaler Richtung durch das Gesichtsfeld hindurchbewegt werden. Die Stellung des Streifens wird an einem festbleibenden Okularmikrometer abgelesen. Der Vorgang bei der Messung ist der folgende: Man stellt den Spalt, der durch die Wand b (Fig. 1) in zwei Hälften, eine rechte und eine linke, zerfällt, auf den Schieber g ein, zieht dann den Schieber heraus und verfolgt das Fortschreiten der Diffusion in der Weise, daß man den Spalt so lange verschiebt, bis beide Hälften desselben gleich hell erscheinen. Diese Einstellung x wird öfters wiederholt und dabei jedesmal die Zeit t notiert, gemessen von dem Moment des Ausziehens

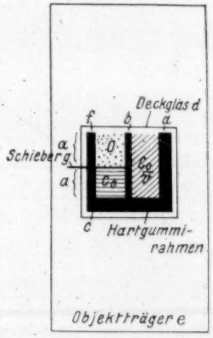


Fig. 1. Diffusionsgefäß. (Originalgröße.)

des Schiebers. Die Methode kommt also auf die Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer bestimmten Konzentration heraus: man bestimmt bei konstantem c, x als Funktion von t.

Die zweite Methode ist weniger genau, läßt sich aber auf ungefärbte Lösungen anwenden. Man benutzt hierbei bloß die linke Hälfte des Diffusionsgefäßes (Fig. 1). Das Okularschraubenmikrometer ist dabei entbehrlich. Zur Beobachtung verwendet man ein stark vergrößerndes Objektiv mit möglichst geringer Bildtiefe. An der Hinterwand des Diffusionsgefäßes e bringt man einige gut sichtbare Marken, z. B. mikroskopische Öltröpfchen, an. Man stellt nun bei geschlossenem Schieber das Mikroskop scharf auf eine solche Marke ein, die sich in einer bekannten Entfernung x vom Schieber, nach oben zu gerechnet, befindet, zieht hierauf den Schieber heraus und stellt von Zeit zu Zeit mit Hilfe der Mikrometerschraube des Mikroskops wieder scharf auf die Marke ein. Es ist notwendig, daß hierzu die Feinverstellung des

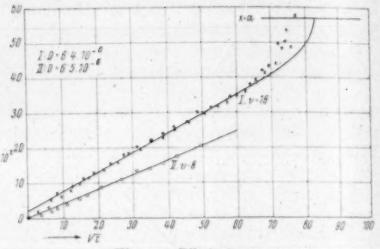


Fig. 2. Pikrinsäure.

Mikroskops sehr präzise funktioniert, wie es z. B. bei den Zeißmikroskopen der Fall ist. Infolge der Diffusion ändert sich nämlich die Konzentration c und infolgedessen der Brechungsquotient der Lösung als Funktion der Zeit in

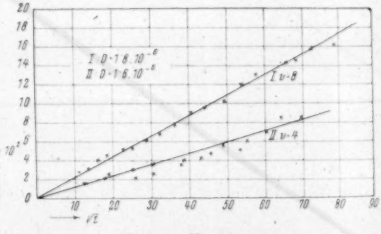


Fig. 3. Kongorot.

jedem Punkte x (vom Schieber aus gerechnet) des Diffusionsgefäßes und dadurch in berechenbarer Weise die Höheneinstellung des Mikroskops. Ist der Brechungsquotient der Lösung als Funktion der Konzentration durch andere

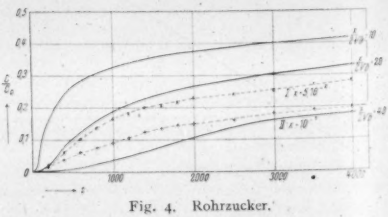


Fig. 4. Rohrzucker.

Messungen bekannt, so erhält man bei konstantem x, c als Funktion von t.

Als vorläufige Messungsergebnisse sollen einige Meßreihen wiedergegeben werden, die die Brauchbarkeit der Methoden dartun: für die erste Methode eine Meßreihe an Pikrinsäure in Wasser als typisch kristalloid und eine an

Kongorot in Wasser als typisch kolloid gelösten Stoff. Die Kurven der Fig. 2 u. 3 geben x als Funktion von $\sqrt{t}$ für verschiedene Verdünnungen v der Ausgangslösung. Als Illustration für die zweite Methode ist eine Meßreihe an Rohrzucker in Wasser ($c_0 = 40$ Proz.) wiedergegeben. Die Kurven der Fig. 4 geben c als Funktion von t für zwei verschiedene x.

Legt man das bekannte Ficksche Gesetz der Diffusion

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial c^2}{\partial x^2} \qquad (1)$$

zugrunde, wo D den (konstanten) Diffusionskoeffizienten bezeichnet, so lautet die theoretische Lösung für c als Funktion von x und t für den vorliegenden Fall

$$c = \frac{c_0}{2}\left(1 + \frac{4}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n}\cdot e^{-D\left(\frac{n\pi}{2a}\right)^2 t}\cos\frac{n\pi}{2a}(x+a)\cdot \sin\frac{n\pi}{2}\right), \qquad (2)$$

worin $2a$ die gesamte Einfüllhöhe des Gefäßes bedeutet, die durch den Schieber halbiert wird. Für sehr große a (unendlich lange Gefäße) geht diese Formel in die einfachere

$$c = \frac{c_0}{2}\left(1 - \psi\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right)\right) \qquad (3)$$

über, worin

$$\psi(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^u e^{-\xi^2} d\xi \qquad (4)$$

gesetzt ist. Aus (3) folgt für $x \ll a$ für die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Verdünnung v die Formel

$$x^2 = t \cdot D\left[2\psi^*\left(1 - \frac{2}{v}\right)\right]^2, \qquad (5)$$

worin ψ^* die inverse Funktion von ψ ist. Aus (5) folgt, daß für jedes v, x proportional zu $\sqrt{t}$ ist; die theoretischen Kurven sind also Geraden. Wie man sieht, ist diese Folgerung aus der Theorie bei den Kurven der Fig. 2 u. 3 für genügend kleine x vollkommen erfüllt. Aus der Neigung der Geraden läßt sich nach (5) sofort D bestimmen. Man erhält aus Fig. 2 für die Pikrinsäure

$$D = 6{,}4 \cdot 10^{-6} \text{ bzw. } D = 6{,}5 \cdot 10^{-6}$$

und aus Fig. 3 für Kongorot

$$D = 1{,}8 \cdot 10^{-6} \text{ bzw. } D = 1{,}6 \cdot 10^{-6}.$$

Mit diesen Werten von D kann man nun nach (2) auch die ganze Kurve für beliebige Werte von a berechnen, was für die Kurve I der Fig. 2 ausgeführt wurde. Man sieht, daß die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment sehr gut ist, so daß wir also für die beiden untersuchten Farbstofflösungen (die eine sehr kleine Konzentration besaßen), die Gl. (1) mit konstantem D als erwiesen ansehen können. Kommt es nur auf die Bestimmung von D an, so braucht man nur wenige Punkte der Kurve zu bestimmen, so daß die Messung selbst bei kolloiden Lösungen nur wenige Minuten in Anspruch nimmt.

Für die Messungen nach der zweiten Methode ist die Bedingung $x \ll a$ stets erfüllt, so daß wir bei Gültigkeit von (1) nach (3) rechnen können. Für einige Werte von $\frac{x}{2\sqrt{D}}$ wurde $\frac{c}{c_0}$ als Funktion von t ausgerechnet und in Fig. 4 eingezeichnet. Man sieht sofort, daß die beobachteten Kurven an Zuckerlösungen in diese Kurvenschar nicht hineinpassen, obzwar sie im allgemeinen den geforderten Charakter haben. Daraus folgt, daß die Gleichung (1) mit konstantem D jedenfalls für diese Substanz nicht erfüllt ist.

Läßt man zu, daß D noch eine Funktion von c ist, so tritt an Stelle von (1) die allgemeine Gleichung

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(D\frac{\partial c}{\partial x}\right). \qquad (6)$$

Die Gleichung (6) ist für den vorliegenden Fall von Boltzmann gelöst worden; die Lösung lautet

$$c = c_0\left(1 - \frac{\int_{\frac{x}{\sqrt{t}}}^{\infty} \frac{d\lambda}{D}\cdot e^{-\int_0^{\lambda}\frac{\lambda\, d\lambda}{2D}}}{\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d\lambda}{D}\cdot e^{-\int_0^{\lambda}\frac{\lambda\, d\lambda}{2D}}}\right), \qquad (7)$$

worin D eine Funktion von $\lambda = \frac{x}{\sqrt{t}}$ ist.

Aus (7) kann man leicht die folgende Beziehung für D ableiten

$$D = \frac{x^2}{4\sqrt{t^3}\cdot\frac{dc}{dt}}\int_0^t \frac{1}{\sqrt{t}}\frac{dc}{dt}dt, \qquad (8)$$

aus der man durch graphische oder numerische Differentiation bzw. Integration der experimentellen Kurven in Fig. 4 D als Funktion von c bestimmen kann.

Man erhält nach dieser Methode in der Tat Werte von D, die eine starke Abhängigkeit von c aufweisen und zwar so, daß D bei steigendem c zunächst bis zu einem Minimum

abnimmt, um dann wieder zuzunehmen, wie auch schon andere Beobachter nach den Ergebnissen anderer Methoden vermutet hatten. Es zeigt sich aber ferner, daß aus den beiden Kurven I und II der Fig. 4 für gleiche c nicht identische D herauskommen; das läßt darauf schließen, daß auch die Gleichung (6) in diesem Falle nicht richtig ist, d. h. daß in diesem Falle nicht, wie auch in (6) zugrunde gelegt, der Diffusionsstrom dem Konzentrationsgefälle proportional ist, sondern zwischen diesen beiden Größen eine kompliziertere Beziehung statthat. Aus den bisherigen Messungen ist es jedoch noch nicht möglich, die wirkliche Form des Diffusionsgesetzes abzuleiten.

Die Versuche werden mit verbesserten Hilfsmitteln fortgesetzt und die Resultate an anderer Stelle ausführlich mitgeteilt werden.

Otto Blüh (Prag), Untersuchung von Kolloidpartikeln im Wechselfeld.

Die Beziehung zwischen der auf ein Kolloidpartikel wirkenden Kraft und der Geschwindigkeit, welche es unter deren Einfluß annimmt, wird durch die Gleichung $v = B \cdot K$ gegeben, deren Gültigkeit für Teilchen in Gasen von Ehrenhaft bei kleinen Geschwindigkeiten bestätigt wurde. Auch für verhältnismäßig große Geschwindigkeiten wurden Untersuchungen angestellt; von den letzten seien die Arbeiten von Fürth und Yü Chen Yang erwähnt. Der zweitgenannte hat erst vor kurzer Zeit in Übereinstimmung mit den meisten früheren Beobachtern die Gültigkeit der Gleichung bis zu Geschwindigkeiten von 25 cm/sec richtig gefunden. Da man ein Partikel unmöglich so lange Wege zurücklegen lassen kann, wurden die Versuche immer so gemacht, daß man das Teilchen in einem Wechselfeld schwingen ließ, es also zwang einen kurzen und gut verfolgbaren Weg in der Zeiteinheit mehrmals zurückzulegen. Man benützte dabei eine Beobachtung, welche Cotton und Mouton an den Teilchen eines Silberhydrosols gemacht hatten. Das Bewegungsscheibchen eines Kolloidpartikels wird in einen Strich mit deutlich sichtbaren Endpunkten auseinandergezogen, sobald das elektrisch geladene Partikel in ein Wechselfeld gerät. Die Länge des Striches läßt sich ziemlich genau messen.

Hat man bisher die Gleichung $v = B \cdot K$ immer nur mit Rücksicht darauf zu prüfen versucht, in welchem Geschwindigkeitsbereich sie gültig ist und ob bei höheren Geschwindigkeiten Abweichungen auftreten, so scheint es auch von Interesse zu sein, einmal zu untersuchen, welchen Einfluß Geschwindigkeits- und Richtungsänderungen, die man einem Teilchen ständig erteilt, auf die Gültigkeit der Gleichung haben. Bei der Brownschen Bewegung, aus welcher man ja vielfach bei Benützung der Einsteinschen Formel die Beweglichkeit bestimmt, erfährt ein Teilchen ständig eine große Zahl Beschleunigungen in verschiedenen Richtungen als deren Gesamteffekt sich die Bewegung des Teilchens darstellt. Von vornherein ist nun aber nicht sicher, ob die auf diese Art bestimmte Beweglichkeit mit einer aus der gleichförmigen Bewegung bestimmten identisch ist.

Es ist also nur notwendig die Partikel in Wechselfeldern verschiedener Frequenzen zu beobachten. Aus der Bewegungsgleichung des Teilchens läßt sich die Amplitude A der Teilchenschwingung berechnen und aus diesem Ausdruck der Zusammenhang zwischen der meßbar zu verfolgenden Amplitudengröße und der Frequenz ν der angelegten Wechselspannung bestimmen. Man findet, daß das Produkt von A und ν eine Konstante ist, sobald die Beweglichkeit B konstant bleibt.

$$A \cdot \nu = \text{konst. } B.$$

Haben wir ein Partikel in Gasen vor uns, so enthält die Konstante die Teilchenladung neben der Spannung V, welcher es unterworfen wurde. Im Falle eines flüssigen Kolloids jedoch tritt bekanntlich an Stelle der Ladung des Teilchens die Potentialdifferenz zwischen demselben und der Flüssigkeit. Gleichgültig jedoch wie dann der konstante Ausdruck lautet, wird die Amplitude der angelegten Spannung V auch dabei proportional sein. Was man zu messen hat, ist die Amplitude der Teilchenschwingung und diese ist gleich der halben Länge des Striches, welcher bei Anlegen der Wechselspannung sichtbar wird. Bei der Untersuchung wurde so vorgegangen, daß ein und dasselbe Partikel erst bei der Periodenzahl fünfzig, dann bei einer höheren untersucht wurde. Es war beabsichtigt, das gleiche Teilchen bei mehr als zwei Frequenzen zu beobachten, aber ein Mangel an technischen Hilfsmitteln machte dies nicht möglich. Die Spannung des fünfzigperiodigen Wechselstroms wurde der Lichtleitung entnommen, höhere Frequenzen wurden mit einer kleinen Wechselstrommaschine erzeugt. Der Betrieb derselben erfolgte mit Drehstrommotoren verschiedener Umlaufsgeschwindigkeit und es konnten die Frequenzen 177 und 308 so erreicht werden. Die Bestimmung der Periodenzahl erfolgte einerseits mit dem Tourenzähler; das Produkt aus Tourenzahl und Polzahl gibt die Frequenz; andererseits durch Vergleich des im Telephon hörbaren Schwingungstones mit einem Monochord, das selbst wieder nach einer Normalstimmgabel

gestimmt war. Bei Vergleich zweier Frequenzen wurde immer die gleiche Spannung an die Elektroden angelegt, um über die Gültigkeit des $v = B \cdot K$ Gesetzes in dieser Hinsicht keine Annahme machen zu müssen.

Es war notwendig das Kolloid, und zwar ein Bredigsches Silberhydrosol, in einer Küvette unterzubringen, welche möglichst frei von Strömungen ist, damit man das Teilchen genügend lange im Gesichtsfeld behalten kann. Die Beobachtung erfolgte mit dem Kardioidultramikroskop von Zeiss und es wurde daher die dazu Verwendung findende Quarzglaskammer gebraucht. In dieser befindet sich das Kolloid in einer sehr dünnen Schicht (2 μ), Strömungen durch ungleichmäßige Erwärmung sind unmöglich, es besteht aber die Schwierigkeit, daß man mit der Spannung nur schwer in sie hineinkommt. Um die Distanz zwischen den beiden Gläschen nicht zu vergrößern, wurde das Deckglas kalt versilbert und dann einige Stellen weggeätzt, so daß zwei Streifen entstanden, welche in geringer Entfernung (ca. 1 mm) einander gegenüberstanden. Die Streifen setzten sich um den Rand gehend ein kleines Stück auf die andere Seite des Deckglases fort. Die Kammer hatte bei Auflegen dieses Deckglases eine etwas größere Dicke (ca. 6 μ). Ein besonderer Halter aus Hartgummi mußte angefertigt werden. Er bestand aus zwei Teilen. Während der eine Teil die Kammer trug, drückte der zweite Teil auf diese und führte auch gleichzeitig die Wechselspannung an den oberen Teil des Deckglases. Man konnte auch Gleichspannung an die Elektroden anlegen, die aber nur verwendet wurde, um neue Partikel ins Gesichtsfeld zu schaffen. Bei der Enge der Kammer war zu berücksichtigen, daß nicht elektroosmotische Strömungen auftreten können. Das ist nun etwas, was bei Gleichspannungen wahrscheinlich auch in der beschriebenen Kammer nicht zu vermeiden gewesen wäre. Bei Wechselspannungen, wie sie angewendet wurden, war aber die Kammer davon frei. Ist eine elektroosmotische Strömung nämlich in einer Kammer vorhanden, so wird die Geschwindigkeit, die man einem Teilchen gibt, sich mit der Geschwindigkeit, in der sich das Teilchen befindet, summieren. Man würde dann eventuell zu falschen Resultaten gelangen. Es fand sich aber ein Kennzeichen dafür, ob elektroosmotische Strömungen in einer Kammer stattfinden. Bei der Beobachtung des Kolloids in einer dickeren Kammer, wo sich die Flüssigkeit in einer Schichtdicke von rund 0,1 mm befindet, tritt nämlich an manchen Stellen und besonders in der Nähe der Elektroden nicht nur die schon erwähnte Strichbildung auf, sondern die Teilchen beschreiben deutliche elliptische und manchmal schleifenförmige Bahnen. Man kann sich hier wohl nichts anderes denken, als daß das Teilchen nicht nur der periodischen Kraft des Wechselfeldes allein unterworfen ist. Das Wasser kommt nämlich durch das Feld gleichfalls in Schwingung, gerade an den Elektroden zum Beispiel wird aber die Schwingungsrichtung senkrecht zu den elektrischen Kraftlinien stehen, weil die Strömungsrichtung an den Wänden und in der Mitte der Flüssigkeit entgegengesetzt ist. In der von mir bei den Messungen verwendeten Kammer trat auch an den Elektroden keine derartige Erscheinung auf, so daß Fehler, welche in dieser Weise entstehen könnten, sicher vermieden wurden.

Es kamen 85 Teilchen zur Untersuchung, welche bei der Frequenz 177 und die gleiche Zahl, welche bei der Frequenz 308 mit der Periode 50 verglichen wurden. Die Produkte aus Teilchenschwingungsamplitude und Frequenz waren für die höheren Frequenzen größer als für 50. Das Verhältnis $A \cdot 177/A \cdot 50$ war 1,07, für $A \cdot 308/A \cdot 50 = 1{,}15$, wobei die Amplituden Mittel aus den Amplituden von 85 Partikeln sind. Unter der Annahme, daß bei Ablesungen der Strichlänge, welche mit einem Okularraster erfolgte, Fehler von 20 Proz. gemacht wurden, was sicher überschätzt ist, wird der mittlere Fehler 3 Proz., wohingegen die prozentischen Abweichungen im ersten Falle 7 Proz., im zweiten Falle 15 Proz. betragen. Es mag noch erwähnt werden, daß die beobachteten Teilchen nicht alle von gleicher Größe waren; es wurden jedoch nur gelbe und grüne beobachtet, keine blauen.

Wir sehen also, daß nach der anfangs erwähnten Beziehung zu schließen ist, daß die Beweglichkeit eines Teilchens sich mit der Zahl der Beschleunigungen ändert, und zwar daß sich die Beweglichkeit mit zunehmender Frequenz vergrößert. Daß der Effekt reell ist, haben wir gezeigt, daß er von den schon besprochenen „elektroosmotischen Oszillationen" herrühren sollte, ist gleichfalls unmöglich. Es scheint also ein direkter Einfluß vorzuliegen, wie er auch notwendigerweise da sein muß, wenn wir die Überprüfung der Gleichung $v = B \cdot K$ vornehmen wollen.

Mit einigen Worten wollen wir auf das Resultat unserer Messung noch eingehen. Auf den Unterschied, welcher zwischen einem Teilchen, welches sich in dem nichtleitenden Medium eines Gases befindet und einem solchen, welches von der verhältnismäßig gut leitenden Flüssigkeit umgeben ist, habe ich anfangs hingewiesen. Die Wanderung von Teilchen in Flüssigkeiten, die Kataphorese, hat ihre besonderen Gesetze, die von Smoluchowski in Anlehnung an die Helm-

holtzsche Doppelschichttheorie aufgestellt wurden. Man muß sich die Vorstellung machen, daß die Teilchen gegen die Flüssigkeit eine Potentialdifferenz haben und daß sich in der Nähe der Oberfläche eine Ionenatmosphäre bilden wird. Die sich hier ansammelnden Ionen werden entgegengesetztes Vorzeichen haben wie das Teilchen. Weiters wird aber eintreten, daß sich die Dipole des Wassers um das Teilchen gruppieren und so seinen Radius, der z. B. im Stokesschen Gesetz eine Rolle spielt, vergrößern. Setzen wir ein solches Partikel einem Wechselfeld aus, so wird möglicherweise diese Wasserhülle nicht mehr in gleicher Weise mitgehen, ja vielleicht unter dem Einflusse der in ihr befindlichen Ionenladung in entgegengesetztem Sinne beschleunigt werden. Je rascher die Wechsel des Feldes, desto weniger ginge die Wasserhülle mit. Das kommt aber einer Verkleinerung des erwähnten „scheinbaren" Radius gleich und macht so die konstatierte Beweglichkeitsvergrößerung unter diesen Umständen begreiflich.

Diskussion.

Herr Fürth: Ich möchte erwähnen, daß analoge Versuche an Partikeln in Gasen u. a. von mir vor längerer Zeit angestellt worden sind, wobei sich herausgestellt hat, daß die Beweglichkeit gegenüber einer oszillierenden Bewegung von ca. 50 Per. pro Sek. stets größer war, als die gegenüber einer gleichförmigen geradlinigen Bewegung. Es scheint also, daß die Beweglichkeit eines Partikels gegenüber stark beschleunigten Bewegungen größer ist als gegenüber beschleunigungsfreien Bewegungen. Dies hat eine gewisse Bedeutung in bezug auf die Theorie der Brownschen Bewegung, welche ja ebenfalls infolge der häufigen Molekülstöße gegen das Teilchen den Charakter einer stark beschleunigten Bewegung hat. Bisher hat man bei den Ableitungen der Formeln für die Brownsche Bewegung stets angenommen, daß die Beweglichkeit, die in diese Formeln eingeht, gleich der gewöhnlichen Beweglichkeit für gleichförmige Translationsbewegung sei. Nach dem Gesagten scheint es zweifelhaft, ob diese Annahme berechtigt ist. Dies muß berücksichtigt werden, wenn man aus der Brownschen Bewegung, besonders an sehr kleinen Teilchen (wo die Beschleunigungen besonders groß sind) die Loschmidtsche Zahl oder das elektrische Elementarquantum bestimmen will. Gewisse beobachtete Anomalien dürften sich auf diese Weise erklären lassen.

BESPRECHUNGEN.

F. M. Exner, Dynamische Meteorologie. gr. 8°. VIII u. 421 S. mit 104 Figuren im Text. Zweite, stark erweiterte Aufl. Wien, Julius Springer. 1925. Geb. Sch. 40.80, RM. 24.—.

Seit der ersten Auflage, die 1917 bei B. G. Teubner, Leipzig erschienen war (besprochen in dieser Zeitschr. 19, 272, 1918), hat sich Exners dynamische Meteorologie als wichtiges Hilfsmittel der Forschung und allgemeinverbreitetes Nachschlagewerk bewährt, das in vielen seitdem veröffentlichten Arbeiten zitiert wird und das für eine große Zahl derselben die Grundlagen geliefert hat.

Ein Vergleich der jetzt vorliegenden zweiten Auflage mit der vom Jahre 1917 zeigt nicht nur einen bedeutenden Fortschritt des Werkes insofern, als manche Abschnitte (besonders im 6. Kap.: Allgemeine Dynamik der Luftströmungen) eine schärfere Fassung (z. B. Der Helmholtzsche Ähnlichkeitssatz) erfahren haben und auch Rechenfehler berichtigt sind, sondern vor allem den Fortschritt in der Theorie der Luftströmungen überhaupt. Eine große Anzahl wichtiger Untersuchungen der letzten zehn Jahre (von Defant, v. Ficker, Schmidt, Sandström, Hesselberg, Sverdrup, Dines, Fushivara, Stüwe u. a.) ist in der neuen Auflage in ausgezeichneter organischer Weise verarbeitet. Man erkennt die Wandlung, die sich in den Methoden und Problemstellungen vollzogen hat, schon an Kapitelüberschriften wie „Austausch und Turbulenz", „Zirkulation und Wirbelbildung", „Energieverbrauch in der Atmosphäre durch virtuelle innere Reibung", „Bildung und Wachstum einfacher Wirbel in Flüssigkeiten", „Luftkörper und Gleitflächen" usw. Die Anregung zu dieser lebhaften Entwicklung ist, wie Exner im Vorwort hervorhebt, in den letzten Jahren besonders V. und I. Bjerknes zu verdanken, vor allem aber hat der Verfasser selbst einen ruhmvollen Anteil an den neueren Ergebnissen. Es ist daher nicht verwunderlich, daß die zweite Auflage noch mehr als die erste subjektiven Charakter trägt. Mancher würde wohl gegenüber der sehr begrüßenswerten Vollständigkeit in der Aufführung der klassischen Arbeiten v. Fickers u. a. eine umfassendere Berücksichtigung der norwegischen Arbeiten und besonders eine eingehendere Darlegung der Bjerknesschen Theorie der Zyklonenbildung und eine dem gegenwärtigen Stande mehr angepaßte Darstellung der Theorie der Polarfront für wünschenswert gehalten haben. Die Anschauung einer „stabilen Polarfront", die Exner als die Bjerknessche bezeichnet, ist meines Wissens von Bjerknes nie ausgesprochen worden und ist z. B. nicht in Übereinstimmung mit der I. Bjerknesschen Definition aus dem Jahre 1922 „The temporary southern limit of the polar air-masses" oder „The polar front is generally a wavy line in continual motion through all latitudes of the temperate zone, bordering large tongues of polar and tropical air". Der vom Verfasser hervorgehobene prinzipielle Gegensatz zwischen der Polarfrontheorie und der Auffassung, daß die Zyklonen und Antizyklonen als Bedingung des Luftaustausches zwischen

den Tropen und polaren Breiten erscheinen, besteht also gar nicht.

Ob es zweckmäßig war, hinsichtlich der energetischen Vorgänge bei der Bildung der Zyklonen den Margulesschen Standpunkt von der Umwandlung der potentiellen Energie der an Diskontinuitätsflächen einander gegenüberliegenden verschieden temperierten Luftmassen in kinetische zu verlassen oder doch zugunsten der Wegenerschen Anschauung einzuschränken, die die Energiequelle in den Bewegungsunterschieden sieht, bleibt abzuwarten. Daß die kinetische Energie der Zyklonen ursprünglich aus der thermischen Energie der meridionalen Zirkulation der Atmosphäre stammt, ist fast trivial. Die Frage ist, ob die Energieumwandlung sich auf die Diskontinuitätsflächen konzentriert.

Sehr wichtig für die Auffassung der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre scheint mir im IX. Kapitel die neue Anschauung Exners zu sein, daß die Zirkulation, die nach den bisherigen Theorien vorwiegend in einem Übereinander der verschiedenen nördlichen und südlichen Bewegungen angeordnet war, in streifenförmige Zirkulationen nebeneinander zerfällt, wobei die Verteilung von Land und Meer die Anordnung bedingt.

Von besonderem Interesse für den Physiker sind die Zirkulationssätze sowie die Abschnitte über die innere Reibung der Luft und über die Zerlegung der Reibungsarbeit in die durch Reibung dissipierte Energie und die durch sie von Schicht zu Schicht übertragene Energie. Es ist überhaupt bemerkenswert, bis zu welchem Grade der Übereinstimmung mit der Wirklichkeit in der Meteorologie die Anwendung der wirbelfreien Bewegungsgleichungen einfach dadurch führt, daß die Einflüsse der Turbulenz in die Reibungskonstante gesteckt werden.

Bedauerlich ist, daß der Verfasser der in der Besprechung der 1. Auflage in dieser Zeitschrift gegebenen Anregung Wengers bez. des „Sitzes" der Luftdruckänderungen in den hohen Schichten nicht entsprochen hat. Es ist irreführend, wenn gesagt wird (S. 44): „Ist in der Höhe h der Druck $p = 100$ mm, so „bewirkt" eine 1prozentige Änderung dieses Wertes ($dp = 1$ mm) am Boden 7,6 mm Druckänderung". Auf S. 277 wird dieser schiefe Ausdruck wiederholt: „Eine Druckschwankung von 1 mm Hg in 20 km Höhe gibt unten rund 20 mm aus". Erst S. 281 wird diese „Eigentümlichkeit" erklärt.

Natürlich kann diese Kleinigkeit dem hervorragenden Werte des Buches keinen Abbruch tun. Es ist zurzeit das einzige Werk, das eine konzentrierte Darstellung unserer theoretischen Kenntnisse der atmosphärischen Bewegungen bietet, gleich wertvoll für Schüler und Lehrer. Weickmann.

Ariel, **Das Relativitätsprinzip der musikalischen Harmonie.** Bd. I: Die Gesetze der inneren Tonbewegungen, das evolutionäre Temperierungsverfahren und das 19stufige Tonsystem. 8°. 172 S. mit 1 Bd. Tabellen. Leipzig, Neunzehn-Stufen-Verlag. 1925. M. 5.—.

Der Verfasser will mit seinem Werk „den Boden für eine neue Entwicklung der Tonsprache bereiten und eine neue Epoche musikalischer Kultur und harmoniewissenschaftlichen Denkens einleiten". Sein Ziel ist die Einführung des 19stufigen temperierten Tonsystems. Der vorliegende erste Band ist eine Fehdeschrift gegen das 12stufige System und gegen das, was an der Mehrzahl der Musikschulen als „Musiktheorie" gelehrt wird. Der Kampf des Verfassers gegen die zahlreichen unhaltbaren Lehren, die sich seit Jahrzehnten von einer Musikergeneration zur anderen forterben, ist gewiß durchaus berechtigt; wenn er jedoch immer wieder alles, was andere vor ihm gefunden haben, als „grotesken Dogmatismus" und „groteske Sophisterei" verdammt und seine Lehre als die erste ernst zu nehmende Schöpfung auf dem Gebiete der Musiktheorie anpreist, so ist zu befürchten, daß ihm gerade die Sachverständigen unter seinen Lesern die Gefolgschaft verweigern werden. Auch er knüpft zweifellos an heute Geltendes an, wenn er es auch nicht wahrhaben will. Vor allem ist eine Grundvoraussetzung — alle Intervalle sind auf die Intervalle der reinen Oktave, der reinen Quinte und der reinen großen Terz zurückzuführen — die Grundvoraussetzung auch der meisten früheren Musiktheorien. Deshalb bringt die recht umständliche Ableitung der von ihm angenommenen 59 reinen Intervalle dem Eingeweihten nichts Neues. In Gegensatz zu der herrschenden Harmonielehre setzt er sich erst, wenn er es ablehnt, jene Grundvoraussetzung wie üblich mit Hilfe der Obertonreihe verständlich zu machen. Der Schwerpunkt seiner Kritik scheint mir in seiner Verwerfung des „Tonalitätsprinzips" zu liegen. Ich verstehe darunter den Grundsatz, daß man bei aller Musik — mit Ausnahme einiger der allerjüngsten Erzeugnisse — fast in jedem Augenblicke bestimmt angeben kann, in welcher Tonart man sich befindet, und daß demnach, solange die Tonart erhalten bleibt, solange also nicht „moduliert" wird, jedem Ton relativ zum Grundton eine ganz bestimmte Stimmung zukommt. Im Gegensatz dazu will Ariel die einzelnen Intervalle sozusagen von Fall zu Fall festsetzen; so ist ihm z. B. je nach der musikalischen Bedeutung der betreffenden Harmonienfolge in C-Dur das F entweder die Unterquinte oder, wie regelmäßig beim Dominantseptimenakkord, die kleine Terz der zweiten Oberquinte des Grundtones. Ich gebe zu, daß man auf dieser elastischeren Grundlage der atonalen Musik leichter gerecht werden kann. Die Entscheidung zwischen den beiden Auffassungen kann aber nicht dadurch gefunden werden, daß man die der Gegner, zu denen unter anderen Helmholtz zu rechnen ist, als eine „sinnlose Hypothese" und als eine „höchst plumpe Mystifizierung mit dem gründlich falsch verstandenen Dreiprinzip" bezeichnet, sondern nur dadurch, daß man den Richterspruch der Erfahrung anruft. Es ist zu bedauern, daß der Verfasser dem psychologischen Versuch so wenig Vertrauen entgegenbringt. Er will nur von Erkenntnissen aus „reiner Anschauung", aus „Intuition" etwas wissen. Da kann der Physiker nicht mit; er schüttelt den Kopf über den blinden Glauben Ariels an die „Untrüglichkeit" seines „logisch-mathematischen" Beweises. Was dieser an Früchten beschert: die ganze „Dynamik" und „Kinematik der Intervalle", die „Gesetze der inneren Tonbewegungen", das „Gesetz von den Grenzen des intervallischen Ausdrucks" usw., alles dies halte ich für bloße Zahlenmystik nach dem Herzen Leibnizens: „Musik ist die Lust der Menschenseele, welche zählt, ohne zu wissen, daß sie zählt". Die Phantasien Ariels vollends über die „väterliche" Quinte, die „mütterliche" große Terz und das „Kind", die kleine Terz, sind für den Naturwissenschaftler schlechthin ungenießbar. Wertvoller scheinen mir die Bemühungen des Verfassers um das 19stufige temperierte Tonsystem. Daß dieses dem 12stufigen überlegen sein könnte, ist schon häufig vermutet worden; erst vor 4 Jahren hat z. B. J. Würschmidt in der Neuen Musikzeitung seine Einführung empfohlen. Vielleicht könnte dieses einigermaßen vernünftig begründete System in der Tat den Unsinn der Viertel- und Achteltöne am wirksamsten bekämpfen. Für die Fortsetzung des Werkes, die

diesen mehr praktischen Fragen gewidmet sein soll, wünsche ich dem Verfasser jedoch etwas mehr Geist vom Geiste Einsteins und Minkowskis, deren Namen er in dem vorliegenden Bande wirklich recht eitel im Munde führt. J. Wallot.

W. Georgii, Wettervorhersage. Die Fortschritte der synoptischen Meteorologie. Wissenschaftliche Forschungsberichte, Naturwiss. Reihe, Bd. XI. 8°. 114 S. Mit 58 Textabb. Dresden und Leipzig, Th. Steinkopff. 1924. M. 4.50.

Die Wettervorhersage auf Grund des in den „Wetterkarten" dargestellten augenblicklichen Witterungszustandes schien vor etwa 10—15 Jahren ziemlich an die Grenze dessen, was sie leisten konnte, gelangt zu sein. Das Schwergewicht lag damals auf der Betrachtung des Druckfeldes, der Isobaren. Die vornehmlich durch die Arbeiten österreichischer Forscher schon lange vorher angebahnte, unabhängig davon von Bjerknes zu einem übersichtlichen System benützte Erkenntnis, daß vielmehr als der Druck die Temperaturverhältnisse für die Bewegungen und Energieumsätze in der Lufthülle ausschlaggebend sind, brachte, durch den Weltkrieg begünstigt, jenen gewaltigen Umschwung der Ansichten und Methoden mit sich, dessen Auswirkung in dem vorliegenden Buch umfassend und übersichtlich dargestellt ist.

So erfordert das genauere Eingehen auf die Hydrodynamik ein Studium der Stromfelder und Stromlinien (erstes Kapitel, Grundlagen der Wettervorhersage, IV., Die kartographische Darstellung der Wetterlage) und besonders ihrer Singularitäten, die für die praktische Vorhersage am wichtigsten sind; knüpfen sich doch an sie die Niederschläge. Auch bei den aus dem Druckfeld hervorgegangenen Tiefdruckgebieten (zweites Kapitel, Abschnitt I) und Hochdruckgebieten (II) sucht man diese Singularitäten in der Grenzlinie (Grenzfläche in drei Dimensionen) zwischen kalter, schwerer („polarer") und warmer, leichter („äquatorialer") Luft auf, die „Polarfront". Daß mit diesen neuen Begriffen und ihrer physikalischen Betrachtung die Erkenntnis wesentlich gefördert wurde, sieht man daraus, daß ein eigener Abschnitt über die Entstehung der Zyklonen und Antizyklonen auftritt (III), mit der Erklärung nach der „Wellentheorie" oder nach der „Tropfentheorie". Besondere Behandlung verlangen die oft wellenförmig aufeinanderfolgenden Teildepressionen (IV) und die Luftdruckformen der Zwischengebiete (V). So gut wie ganz auf den neuen Anschauungen beruht das dritte Kapitel, das „Wandern des Wetters", die Verlagerung der Hoch- und Tiefdruckgebiete (I) mit ihrer durch den Begriff der Zyklonenfamilien verdeutlichten Aufeinanderfolge (III), das Wandern der Konvergenz- und Divergenzlinien des Strömungsfeldes (II), der Fall- und Steiggebiete des Luftdrucks (IV). Hüten muß man sich allerdings vor der Einseitigkeit, alles aus den Temperaturverhältnissen allein erklären zu wollen, denn sie gehen vornehmlich auf die untersten Luftschichten ein, also anwendbar auf die niedrigen Zyklonen und Antizyklonen, während die hohen auf eine zusammengesetzte Auslösung hinweisen, bei der auch die Stratosphäre (bei uns die Schicht über etwa 10 km Höhe) eine Rolle spielt (V). Gerade für einige in der Witterung Europas auftretende Besonderheiten gibt diese Vorstellung den Schlüssel (VI). Ein eigener Abschnitt behandelt, mit Beispielen belegt, große Kälte- und Wärmeeinbrüche. Das vierte Kapitel, die Vorhersage des jahreszeitlichen Wetters, muß heute noch wesentlich statistischen Charakter tragen, wenn es auch an Versuchen nicht fehlt, die Ergebnisse physikalisch zu begründen.

Wer den Weg der synoptischen Meteorologie von empirisch gewonnenen Regeln zur Anwendung physikalischer Vorstellungen und Gesetze verfolgen will, findet in Georgiis Buch den gegenwärtigen Stand erschöpfend dargestellt. Wilhelm Schmidt.

A. Schulze, Die elektrische und Wärme-Leitfähigkeit. 2. Lieferung. (Bd. II, Teil II, Heft 6 der Metallographie von W. Guertler.) gr. 8°. S. 187 bis S. 560. Mit 184 Abbildungen. 3. Lieferung. S. 561 bis S. 940. Mit 173 Abbildungen. 1925. Berlin, Gebr. Borntraeger. 1924. Preis geh. M. 36.—.

Die elektrische Leitfähigkeit der Metalle und Legierungen von A. Schulze liegt nunmehr als abgeschlossenes Werk von fast 1000 Seiten vor. Während die erste, in der Physik. Zeitschr. **24**, 352 1923 bereits besprochene Lieferung die Leitfähigkeit, der Metalle behandelt, enthalten die beiden letzten Lieferungen die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und Verbindungen.

Der Stoff ist in 19 Kapitel von allerdings sehr verschiedener Länge gegliedert. Lieferung 2 (die ersten 7 Kapitel) umfaßt die festen, Lieferung 3 die flüssigen Legierungen (VIII), ferner Legierungen mit Gasen (IX), ternäre und höhere Legierungen (X), variable Leiter (XI), sowie den Zusammenhang und die Beziehungen der elektrischen Leitfähigkeit zu anderen Agentien: Druck (XII), Magnetfeld (XIII), Licht (XIV), Thermokraft (XV), Leitfähigkeit (XVI), Härte (XVII) und Verformung (XVIII). Daran schließen sich „Folgerungen für die Technik" (XIX).

Das bei der Verarbeitung des Stoffes gewählte Verfahren ist das gleiche wie bei der ersten Lieferung: Es wird vor allem möglichste Vollständigkeit und Erschöpfung des vorhandenen Materials an Meßergebnissen erreicht; theoretische Untergründung wird nicht angestrebt, nur die vollständig festliegenden allgemeinen Prinzipien (Le Chatelier-Guertler, Matthiessen) geleiten und gliedern die Fülle des in Tabellen und Kurventafeln dargestellten experimentellen Materials. Die eigene Kritik des Verfassers ist behutsam, sie wirkt sich meist in der Hervorhebung des sachlich bewährten einer Orginalarbeit bei Unterdrückung des Überholten und Polemischen aus, ein Vorgehen, das Billigung und Nachahmung verdient. In den einzelnen, vom Ref. verfolgten Teilgebieten ist es dem Verfasser gelungen, die Darstellung auf Grund eigener Durchdringung des Stoffes zu gestalten.

Die Daseinsberechtigung für das vorliegende Handbuch folgt schon daraus, daß es sich um einen Stoff handelt, der sich an den Grenzen verschiedener Fachgebiete ausbreitet — Physik, Chemie, prakt. Metallurgie, — und daß demgemäß auch die Literatur auf Fachzeitschriften verschiedener Richtung verstreut ist, die auch in einer großen Institutsbücherei sich im allgemeinen nicht vereinigt finden werden. Deshalb ist m. E. die Aufgabe des Handbuches richtig dahin von dem Verf. aufgefaßt, daß es auf die Orginalarbeiten nicht hinzuweisen, sondern sie zu ersetzen hat. Freilich ist die Durchführung dieser Aufgabe mit einem gewaltigen Anschwellen des Umfanges erkauft.

Nach der theoretischen Seite gibt allerdings das Werk einen ähnlichen Ersatz für die Literatur nicht; so ist, um ein Beispiel herauszugreifen, die Liebenow-

Rayleighsche Theorie, die die Widerstandserhöhung bei Mischkristall-Legierungen auf Thermokräfte an den Grenzflächen zurückführt, zwar im einzelnen ausführlich kritisiert, die Grundlagen und der Gedankengang aber, auf dem die Rayleighsche, bzw. Liebenowsche Formel aufgebaut ist, nicht einmal angedeutet.

Überhaupt wird der Physiker die geringe Ausführlichkeit, mit der gerade für ihn besonders interessante Kapitel behandelt erscheinen, bedauern müssen (Kapitel XV: Leitfähigkeit und Thermokraft 2 Seiten, Kapitel XVI: Elektrische Leitfähigkeit und Wärmeleitfähigkeit 1 Seite, Kapitel XVII: Leitfähigkeit und Härte 2 Seiten). Hier hat wohl außer der Einstellung auf den praktischen Metallurgen die Scheu, den Umfang noch weiter auszudehnen, mitgespielt.

Zu wünschen wäre für eine Neuauflage bei der Überfülle des Zahlenmaterials eine noch straffere und übersichtlichere Zusammenstellung desselben. Erwünscht wären z. B. für den 1. Teil (Metalle) eine große Tafel, die die Metalle des periodischen Systems nach ihrer Ordnungszahl in Vertikalspalten, die Werte der wichtigsten im Werke behandelten Konstanten: Leitfähigkeit, Reciprokum, Temperaturwiderstandskoeffizient 0—100° usf. in Horizontalreihen enthält. Für den zweiten Teil wäre eine ähnliche tabellarische Zusammenstellung aller binärer Legierungen erwünscht, die jedé derselben mit einem Schlage auffinden und auch die noch vorhandenen experimentellen Lücken erkennen ließe.

Ein Nachtrag am Schluße der 3. Lieferung ergänzt die verwendete Orginalliteratur bis Anfang April 1925. In derselben sind unter andern bereits die Ergebnisse von Simon über Leitfähigkeit und Atombau im Sinne der Bohrschen Theorie, das logarithmische Mischungsgesetz für heterogene Leiter und die Untersuchungen Sedströms über Legierungen mit Verbindungsbildung im kristallisierten Zustande behandelt.

Der Physiker, der das experimentelle Material über elektrische Leitfähigkeit von Metallen und Legierungen braucht, wird das Buch von Schulze nicht entbehren können. Allerdings erfordert die volle Verwendbarkeit gerade für ihn ein recht baldiges Erscheinen des einen gesonderten Teil des Guertlerschen Handbuches bildenden Literaturverzeichnisses.

Lichtenecker.

C. Heinke, Einführung in die Elektrotechnik. Gr.-8°. XVII u. 480 S. mit 560 Abb. Zweite, neubearbeitete Auflage. Berlin u. Leipzig, Walter de Gruyter & Co. 1924. M. 18.—.

Die Vorlesungen des Verfassers an der Techn. Hochschule München sind hier zwar, wie aus der Bevorzugung großer Satzgefüge hervorgeht, nicht im Wortlaut, aber inhaltlich genau wiedergegeben. Sie sollen den Elektroingenieur für die der Vorprüfung folgenden eigentlichen Fachvorlesungen vorbereiten und sind auch für den Physiker des Grenzgebiets von Interesse.

Die begrifflichen Schwierigkeiten und die Unmöglichkeit der Sinneswahrnehmung elektrischer Erscheinungen geben dem Verfasser, der die Forderung stellt, „die Wesensseite eines Geschehens muß erlebt sein", Anlaß, Gedanken über die Probleme des Erkennens, der Lebensanschauung und der Religion einzuflechten. Zur Versinnlichung der Eigenschaften und Wirkungen des elektromagnetischen Feldes werden die von Maxwell-Boltzmann entwickelten hydrodynamischen Bilder ausgiebig benutzt. Die Darstellung zielt überhaupt auf mechanische Versinnlichung und stützt sich auf Grundversuche, aus denen die Grundgesetze abgeleitet werden. Aus den physikalischen Tatsachen und Vorgängen werden gegebenenfalls auch gleich die Folgerungen für die ingenieurmäßige Behandlung und die technische Verwertung gezogen. Die Auswahl des Stoffes ist dabei von den Bedürfnissen der Starkstromtechnik beherrscht und in den die Anwendungen enthaltenden Teilen durchaus der neuesten Entwicklung angepaßt. Aus dem Gebiet der Schwachstromtechnik findet sich im Anschluß an die Resonanzerscheinungen nur ein Abschnitt über die Funkentelegraphie im engeren Sinn.

Bei der Behandlung der elektrischen Maschinen, die größeren Raum einnimmt, läßt der Verfasser die allgemeinen Feldwirkungen hervortreten unter Verzicht auf rechnerische Erfassung der nur für den Berechnungsingenieur wichtigen Nebenerscheinungen und gibt so eine eigenartige systematische Übersicht über die verschiedenen Gattungen von Maschinen, ihre Wirkungsweise und Anwendbarkeit. Hieran schließt sich ein Abschnitt über elektrische Meßinstrumente, über elektrische Anlagen und Lichttechnik. Die wichtigen und interessanten Ausgleichsvorgänge und Wanderwellen, die als Störungsursachen in der heutigen Hochspannungstechnik eine große Rolle spielen, wie auch die besonderen Probleme der Fernsprech- und Telegraphentechnik sind nicht behandelt.

H. Hausrath.

Bernhard Bavink, Ergebnisse und Probleme der Naturwissenschaft. gr. 8°. XV, 470 S. m. 65 Abbildungen. 3., vollständig neubearbeitete und erweiterte Auflage. Leipzig, S. Hirzel. 1924. M. 8.—.

Der Verfasser geht aus von den Tatsachen der Naturwissenschaften und entwickelt aus ihnen die allgemeineren Fragestellungen und Probleme der modernen Naturphilosophie. Er wählt dafür nicht die geschlossene Form einer systematischen philosophischen Untersuchung, sondern reiht die Probleme in der Ordnung aneinander, wie die Naturwissenschaften und ihre Systematik sie darbieten. Er gibt eine Synthese des wertvollen der auseinanderstrebenden Einzelwissenschaften zu einem ausgeglichenen Gesamtbilde. Dem Forscher ermöglicht er es, in größerem Zusammenhang einen Überblick zu gewinnen über Fragen, die seinem eigenen Forschungsgebiete ferner liegen.

Nach grundsätzlichen Bemerkungen über die Bedeutung und den Wert physikalischer Hypothesen und die Geltung physikalischer Begriffe und Gesetze behandelt er die neueste Entwicklung von Physik und Chemie in der Art seines „Grundrisses der Atomphysik". Ein kurzer Abschnitt über kosmologische und kosmogonische Probleme führte zu den Problemen der Lebenserscheinungen und der Lebensentstehung, der Formbestimmung und der Vererbung. Betrachtungen über Kausalität und Zweckmäßigkeit leiten über zu dem psycho-physischen Problem und den metaphysischen Konsequenzen von Vitalismus und Mechanismus. Der letzte Abschnitt behandelt die treibenden Kräfte der Artenbildung, Variabilität und Selektion, Ursprung und Stellung des Menschen und sein Verhältnis zu Natur und Kultur. In dem abschließenden Kapitel über das Problem der Werte bekennt sich der Verfasser zu dem Standpunkt des objektiven Realismus auf idealistischer Grundlage und spricht die Überzeugung aus, daß dieser Standpunkt sich durchsetzen werde nicht auf Grund einer scharfsinnigen Analyse des Erkenntnisvorgangs, sondern als Ergebnis einer großzügigen Synthese des Erkenntnisinhaltes.

Der Verfasser besitzt die Gabe, verwickelte Zusammenhänge kurz und klar darzustellen und anregend

und fesselnd zu schreiben. Das Buch bereichert die naturwissenschaftlich-philosophische Literatur um ein wertvolles Werk. W. Behaghel.

J. Poeschel, Einführung in die Luftfahrt, herausgegeben im Auftrage des Deutschen Luftfahrtverbandes. Mit 31 Abbildungen und 3 Karten. Leipzig, R. Voigtländers Verlag. 1925. Preis geb. M. 2.30.

Wir stehen heute zweifellos an einem Wendepunkt des Verkehrswesens. Im Flugzeug ist ein Beförderungsmittel entstanden, das weite Strecken mit doppelter Schnellzugsgeschwindigkeit überquert. Wenn auch die Kosten der Luftreise relativ hoch sind und das Zutrauen des Publikums noch gering ist, so ist doch mit Sicherheit anzunehmen, daß die neuere Entwicklung des Großflugzeugbaues hierin in Kürze Wandel schaffen wird.

Das vorliegende Büchlein, das im Auftrage des Deutschen Luftfahrtverbandes herausgegeben wurde, stellt sich die Aufgabe, dem Leser eine elementare, Darstellung der Aeronautik zu geben. In mehreren Beiträgen werden Meteorologie, Aerodynamik, Ballonfahrt, Luftschiffahrt, Motorflug usw. behandelt. Im allgemeinen herrscht in dem Büchlein starker Optimismus. Eine Schrift, die sich an die breite Masse wendet und die für die Luftfahrt werben will, sollte nicht unterlassen auf die Gefahren und Schwierigkeiten des Fliegens, die bei dem Laien immer noch eine große Rolle spielen, in möglichst sachlicher Weise einzugehen, und ich kann mir denken, daß der eine oder andere aufmerksame Leser sich bei der Lektüre fragt, wieso es kommt, daß viele Versicherungsgesellschaften die Luftfahrt nach wie vor zu den „außergewöhnlichen Gefahren" zählen und weswegen die Mehrzahl der Luftverkehrsunternehmungen selbst jede Haftpflicht ablehnt.

Dem Physiker bietet das Buch naturgemäß nicht sehr viel Neues, es wird ihm aber beim Durchblättern nicht entgehen, daß es viele Anregungen, besonders auch für den Unterricht enthält und eine gute Übersicht gewährt.

Druck und Ausstattung sind trotz des billigen Preises recht gut. J. Ackeret.

A. Gockel, Das Gewitter. 3. Auflage. 316 S. mit 3 Tafeln u. 36 Abb. F. Dümmler Verlag Berlin. Geh. M. 8.—, geb. M. 11.—.

In leichtverständlicher Form gibt der Verfasser in 21 Kapiteln eine sehr vollständige und eingehende Übersicht über alles, was wir heute vom Gewitter und seinen Begleiterscheinungen wissen. Einzelbeobachtungen, statistisches Material, Theorie und Laboratoriumsversuche, sogar Wetterläuten und Hagelschießen werden hier besprochen, zum Teil in sehr amüsanter und anschaulicher Weise. Gerade in den Schilderungen von Einzelbeobachtungen (z. B. von Kugelblitzen und Elmsfeuern u. dgl.) liegt ein großer Reiz und viel wertvolles Material ist hier gesammelt. Im einzelnen sind gegen die zweite Auflage (1906) wesentlich verändert oder neu hinzugekommen die Abschnitte, welche die mehr theoretisch-luftelektrischen Fragen behandeln (Atmosphärische Elektrizität, Niederschlagselektrizität, Entstehung der Gewitterelektrizität), der Abschnitt über vulkanische Gewitter und vieles über die bei einem Gewitter auftretenden Erscheinungen in beschreibender Form; der Verf. ist von dem ganz richtigen Gesichtspunkt ausgegangen, daß hier „auch Beobachtungen von Laien die Wissenschaft fördern können" und man kann nur wünschen, daß sein Buch weiteste Verbreitung finden und anregend wirken möge. Dem ganzen Charakter des Buches entspricht es, daß Fußnoten mit Literaturhinweisen den Text möglichst wenig beschweren; hier eine Grenze zu ziehen, die alle Leser befriedigt, ist wohl kaum möglich. Es ist aber sehr zu bedauern, daß der Verf. nicht bei dieser Gelegenheit etwa in einem besonderen Anhang ein Verzeichnis der von ihm mit solcher Vollständigkeit verarbeiteten Literaturstellen mitgegeben hat.

R. Seeliger.

E. Mach, Populärwissenschaftliche Vorlesungen. 8°. XII u. 624 S. m. 77 Abbildungen im Text u. 7 Tafeln. 5., vermehrte u. durchgesehene Auflage. Leipzig, J. A. Barth. 1923. M. 9.50.

Die vorliegende Ausgabe der Populärwissenschaftlichen Vorlesungen ist nach dem Tode E. Machs von seinem Sohne L. Mach herausgegeben worden. Die Zahl der älteren bekannten Vorlesungen ist vermehrt durch sieben Aufsätze aus den letzten Jahren Machs vorwiegend über psychologische Gegenstände.

W. Behaghel.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der a. o. Professor der Mathematik an der Universität Tübingen Dr. Karl Kommerell zum ord. Professor ebenda, der o. Professor der Mathematik an der Universität Tübingen Dr. Gerhard Hessenberg zum ord. Professor an der Technischen Hochschule Danzig, der ord. Professor der Chemie an der Universität Göttingen Dr. Walther Borsche in gleicher Eigenschaft an der Universität Frankfurt a. M., Professor für anorganische und physikalische Chemie am Armstrong College New Castle H. V. A. Briscoe zum Direktor der chemischen Abteilung an derselben Hochschule an Stelle von W. H. Haworth, der zum Professor der Chemie an der Universität Birmingham ernannt wurde, Dr. Harold Hibbert von der Yale Universität zum ord. Professor für Cellulosechemie an der Mc Gill Universität Montreal.

Ehrung: Carl Leiss, Inhaber einer Werkstätte für Feinmechanik und Optik in Berlin-Steglitz wurde von der philosophischen Fakultät der Universität Marburg zum Ehrendoktor ernannt.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für theoretische Physik und Geodäsie an der Universität Gießen Dr. Karl Fromme.

Gestorben: Der a. o. Professor der Physik an der Universität Marburg Dr. Emil Take, der ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Danzig Geh. Regierungsrat Dr. Hans v. Mangoldt, der ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Wien Dr. Karl Zsigmondy, der ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Budapest Dr. Moritz Rethy.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz 4

Hörsaal- und Laboratorien-Einrichtungen

Physikalische Apparate

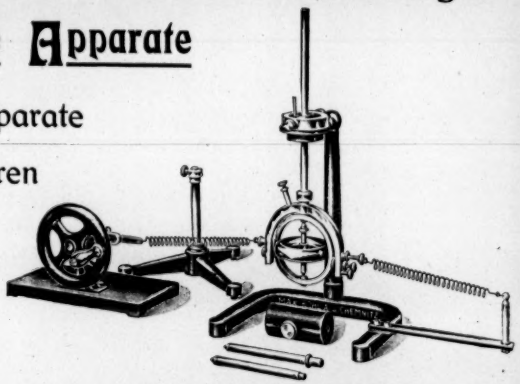
Projektions-Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Sonderlisten auf Wunsch



Kreiselapparat nach Prof. Dr. Eugen Meyer
zur Demonstration der Verwendung des Kreisels in der Technik

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Handbuch der Spectroskopie

von

H. Kayser und **H. Konen**

Prof. d. Physik a. d. Universität Bonn — Prof. d. Physik a. d. Universität Bonn

Siebenter Band. Erste Lieferung. (X u. 498 S.) Lex.-8°. 1924. Geh. Gm. 30.—

Inhalt der neuen Lieferung: Luft / Argon / Silber / Aluminium / Archonium / Arsen / Gold / Baryum / Wismut / Brom / Kohlenstoff / Calcium / Cadmium / Cer / Chlor / Cobalt / Chrom / Caesium / Kupfer / Dysprosium / Erbium / Eisen.

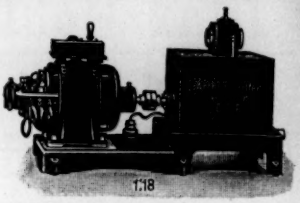
Der VII. Band des Handbuchs der Spectroskopie, dessen erste Lieferung kürzlich erschienen ist, soll eine Ergänzung zu den Bänden V und VI bilden und die Kenntnisse, welche seit deren Erscheinen neu gewonnen sind, nachtragen. — Ganz neu aufgenommen sind die Röntgenspectra, welche damals noch nicht bekannt waren.

Die zweite und dritte Lieferung werden in Kürze folgen.

Von den früher erschienenen Bänden sind lieferbar:

II. Band. Mit 4 Tafeln u. 57 Fig. (XI u. 696 S. m. Reg.) 1902. Geh. Gm. 40.—
V. Band. Mit 2 Tafeln u. 3 Fig. (VI u. 853 S. m. Reg.) 1910. Geh. Gm. 48.—

Pfeiffer's



Rotierende Ol-Luftpumpe D.R.P.

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

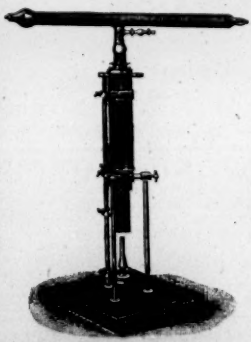
15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.
Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Zschr. 1922, pag. 463.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 120 cbm per Stunde
Photometer aller Systeme
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.
Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge
Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall
nach Prof. Gaede
D.R.P. und Auslandspatente



$^1/_{12}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm
„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.